

1910.

LIBRARY  
MICHIGAN STATE NORMAL  
COLLEGE

No. 10.

JUL 25 1910

# ANNALEN DER PHYSIK.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF, G. U. R. WIEDEMANN, P. DRUDE.

VIERTE FOLGE.

BAND 32. HEFT 5.

DER GANZEN REIHE 337. BANDES 5. HEFT.

KURATORIUM:

M. PLANCK, G. QUINCKE.  
W. C. RÖNTGEN, W. VOIGT, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK.



LEIPZIG, 1910.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH.

DÖRRRIENSTRASSE 16.

*Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in 15 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 45 M.*

*(Ausgegeben am 8. Juli 1910.)*

# Inhalt.

	Seite
1. G. Quincke. Über elektrische Staubfiguren auf Isolatoren und durchgehende, reflektierte, sekundäre und rückläufige elektrische Strahlen. (Hierzu Taf. I—IV.) (Fortsetzung von p. 91.)	889
2. Franz Kiebitz. Versuche über drahtlose Telegraphie mit verschiedenen Antennenformen	941
3. C. Fischer. Strahlungsdekrement, wirksame Kapazität und Selbstinduktion einer Antenne.	979
4. Kōtarō Honda. Die Magnetisierung einiger Legierungen als Funktion ihrer Zusammensetzung und Temperatur.	1008
5. Kōtarō Honda. Die thermomagnetischen Eigenschaften der Elemente	1027
6. O. D. Tauern. Über das Auftreten des Kerrphänomens in Gläsern und über eine Bestimmung der Kerrkonstanten für Schwefelkohlenstoff.	1064
7. M. Laue. Die Wärmestrahlung in absorbierenden Körpern	1085
8. Raphael Ed. Liesegang. Scheinbare chemische Anziehungen	1095
9. F. Braun. Über das sogenannte Le Chatelier-Braunsche Prinzip	1102
10. B. Strasser. Beitrag zur Kenntnis des Kanalstrahlenspektrums	1107
11. H. Stanley Allen. Über die lichtelektrische Ermüdung des Zinks	1111

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr Geh. Hofrat Prof. W. Wien übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: Würzburg, Pleicherring 8.

Es wird gebeten, die Manuskripte druckfertig einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 Sonderabdrücke jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

## Chemikalien und Reagentien

für chemische, therapeutische, photographische, bakteriologische und sonstige wissenschaftliche Zwecke empfiehlt in bekannter Reinheit zu entsprechenden Preisen

**E. Merck** chemische Fabrik Darmstadt.





1910.

A

1. *t*

*sekun*

Dur

S  
*elektris*

N

Pech u

Glas,

inges

der Pl

schmo

Schich

wie fr

V

von 3

negati

fläche

positiv

dünne

*durchl*

magen

elektri

stanze

Arten

folgen

Anna

# ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 32.

## 1. Über elektrische Staubfiguren auf Isolatoren und durchgehende, reflektierte, sekundäre und rückläufige elektrische Strahlen; von G. Quincke.

(Hierzu Taf. I–IV.)

(Fortsetzung von p. 91.)

### B. Staubfiguren mit Zwischenplatten.

Durchgehende, reflektierte, sekundäre und rückläufige Strahlen.

§ 19. Elektrische Durchstrahlung von Isolatoren. Reflexion elektrischer Strahlen. Sekundäre Strahlung. Rückläufige Strahlen.

Normal zur horizontalen Oberfläche von Kolophoniumwachs, Pech und Paraffin wurden dünne vertikale Platten von Glimmer, Glas, Quarz, Schellack, Hartgummi oder Schwefel oberflächlich eingeschmolzen, indem man den leicht erwärmten geraden Rand der Platte gegen die Oberfläche drückte, und die dadurch geschmolzene Oberfläche wieder erstarren ließ. Die dünnen Schichten von Kolophoniumwachs, Pech und Paraffin lagen, wie früher, auf einer geerdeten Zinkplatte.

Wurde vor die dünne Platte eine hohle Messinghalbkugel von 32 mm Durchmesser gestellt, mit einem positiven oder negativen Funken geladen, isoliert abgehoben und die Oberfläche von Pech usw. bestäubt, so erschienen die (gelben) positiven und die (roten) negativen Staubfiguren hinter der dünnen Platte, falls diese für *positive oder negative Strahlen durchlässig* war. Durch diesen Ausdruck sollen die Erscheinungen nur beschrieben werden, ohne über die Natur dieser elektrischen Strahlen zu entscheiden. Die verschiedenen Substanzen sind für positive oder für negative oder für beide Arten elektrischer Strahlen durchlässig oder undurchlässig, wie folgende Übersicht zeigt.

Tabelle IV.

	Dicke mm	Positive Strahlen	Negative
Glimmer . . . . .	0,07–0,14	durchlässig	durchlässig
Glimmer mit Schellack " überzogen . . . . .	0,1	durchlässig	durchlässig
Glimmer mit geschmolz. Paraffin überzogen . . . . .	0,1	undurchlässig	undurchlässig
Paraffin . . . . .	1,2	undurchlässig	undurchlässig
Glas . . . . .	0,14	durchlässig	durchlässig
Flintglas A . . . . .	0,2–0,3	undurchlässig	durchlässig
Schottisches Flintglas B . . . . .	2	durchlässig	durchl. (undurchl.)
Quarz (⊥ zur Achse) . . . . .	2,05	undurchlässig	durchlässig
" (⊥ zur Achse) . . . . .	1	durchlässig	durchlässig
" (≠ zur Achse) . . . . .	0,1	durchlässig	durchlässig
Schellack . . . . .	0,5	durchlässig	undurchlässig
Hartgummi A . . . . .	0,8	undurchlässig	durchlässig
" B . . . . .	1,5	durchlässig	undurchlässig
Schwefel . . . . .	1,1	durchlässig	durchlässig
Aluminium . . . . .	0,115	undurchlässig	undurchlässig

Hiernach sind die isolierenden Substanzen für positive und negative elektrische Strahlen durchlässig, mit Ausnahme von Flintglas A und Hartgummi A, welche für positive Strahlen, und von Schellack und Hartgummi B, welche für negative Strahlen undurchlässig sind. Platten von Aluminium oder frisch gespaltenem Glimmer, welche Wasser aus der Luft in einer dünnen zusammenhängenden Schicht auf ihrer Oberfläche kondensiert haben und dadurch leitend geworden sind, oder Glimmer, welcher mit geschmolzenem Paraffin überzogen ist, sind für positive und negative elektrische Strahlen undurchlässig.

#### Positive elektrische Strahlen.

Die Fig. 20, a, Taf. III gibt die positive Staubfigur für eine hohle Halbkugel aus Messing von 32 mm Durchmesser neben einer auf Kolophoniumwachs von 4 mm Dicke aufgeschmolzenen *alten Glimmerplatte* von  $136 \times 50 \times 0,071$  mm. Die Photographie ist nach Entfernung der Glimmerplatte aufgenommen. Man erkennt deutlich die durch die Glimmerplatte hindurch-

gegangen und die an ihr reflektierten positiven Strahlen an dem hellen Kreisabschnitt und dem symmetrisch gestalteten dunklen staubfreien Kreisabschnitt vor der Glimmerplatte. Auf letzterem haben scheinbar die reflektierten Strahlen die Wirkung der direkten Strahlen aufgehoben, ähnlich wie zwei gleichzeitig oder nacheinander erzeugte positive Strahlen entgegengesetzter Richtung sich gegenseitig stören (vgl. §§ 11, 12 und 23). Außerdem sind von der durch Influenz positiv elektrischen Hinterseite der Glimmerplatte eine *sekundäre* positive elektrische Strahlung und von der durch Influenz negativ elektrischen Vorderseite eine sekundäre negative elektrische Strahlung ausgegangen. Durch letztere sind die direkten positiven Strahlen der Halbkugel ein wenig abgelenkt und nach der Glimmerplatte hingezogen worden. Am linken Ende der Glimmerplatte tritt ein Büschel positiv elektrischer Strahlen auf. Die 5 einzelnen hellen Stellen der Hinterseite nahe dem linken und auf Vorder- und Hinterseite nahe dem rechten Ende der Glimmerplatte deuten auf starke elektrische Partialschwingungen in der Glimmerplatte.

Eine mit Schellackfirnis überzogene Glimmerplatte von 0,1 mm Dicke verhielt sich wie eine ungefirnißte Glimmerplatte.

Bei der positiven Staubfigur der Halbkugel von 32 mm auf einer runden Paraffinplatte von  $120 \times 2$  mm neben einer Glimmerplatte von  $28 \times 13 \times 0,14$  mm hatten sich die gelben Strahlen hinter dem Glimmer weiter ausgebreitet, als vor demselben. Auf dem Paraffin lag vor dem Glimmer ein staubfreier, hinter demselben ein gelber Kreisabschnitt, ähnlich wie in Fig. 20, a, Taf. III. Aber auf der Hinterfläche des Glimmers lag ein roter Bogen über einer 12 mm langen Sehne (Fig. 13, Taf. IV) und die gelben direkten Strahlen waren an den Enden der Glimmerplatte abgelenkt und nach deren Mitte hingezogen. Bei den elektrischen Schwingungen war also die Hinterfläche des Glimmers negativ elektrisch geworden.

Ähnlich war die positive Staubfigur derselben Halbkugel auf einer Pechplatte von  $120 \times 5,5$  mm neben einer Glimmerplatte von  $36 \times 13 \times 0,11$  mm (Fig. 21, Taf. III). Die gelben Strahlen haben sich auf dem Pech wieder, wie bei dem vorigen Versuch auf dem Paraffin, hinter dem Glimmer weiter verbreitet,

als vor dem Glimmer. Zu beiden Seiten des Glimmers liegt ein schmaler staubfreier Saum, daneben hinter dem Glimmer ein schwach gelb gefärbter Kreisabschnitt, ähnlich wie in Fig. 20, a, Taf. III. Auch hinter beiden Enden der Glimmerplatte sind die direkten gelben Strahlen wieder abgelenkt und nach der Mitte des Glimmers hingezogen. In der Mitte der Hinterfläche des Glimmers lag ein oranger Staubfleck. Durch die elektrischen Schwingungen war die Hinterfläche des Glimmers an beiden Enden negativ elektrisch geworden. Auf dem Paraffin stärker, als auf dem Pech.

Eine lange mit geschmolzenem Paraffin bekleidete Glimmerplatte von  $101 \times 12 \times 0,09$  mm auf einer runden Paraffinschicht von  $120 \times 3$  mm ließ die positiven Strahlen einer Metallkappe von 8 mm Durchmesser und 12 mm Höhe nicht hindurchgehen. Die vom Glimmer reflektierten Strahlen hatten in dem Kranze der direkten gelben Strahlen vor dem Glimmer einen staubfreien Kreisabschnitt erzeugt (Fig. 20, Taf. IV). Der Mittelpunkt des Kreisabschnittes war das Spiegelbild der Metallkappe im Glimmer. Merkwürdigerweise war neben der eben beschriebenen Staubfigur noch eine zweite positive Staubfigur entstanden, welche eine Kreisfläche von 24 mm Durchmesser bedeckte. Die Mitte dieser Kreisfläche und die Mitte des Berührungskreises der Metallkappe waren gleich weit entfernt vom Rande des staubfreien Kreisabschnittes.

Die positive Staubfigur der Halbkugel von 32 mm neben einer vertikalen Aluminiumplatte von  $115 \times 115 \times 0,115$  mm auf Kolophoniumwachs zeigt (Fig. 22, a, Taf. III), daß die positiven elektrischen Strahlen durch die Metallplatte nicht hindurchgehen und daß die beiden durch Influenz positiv elektrisch gewordenen Ränder der Aluminiumplatte den Mittelpunkt zweier sekundärer positiven Staubfiguren bilden.

Von deutschem Deckglas ( $36 \times 16 \times 0,14$  mm) auf Kolophoniumwachs wurden die positiven elektrischen Strahlen der Halbkugel von 32 mm reflektiert und durchgelassen, aber beides schlechter, als von altem Glimmer, während Flintglas A (Bruchstück von  $16 \times 10 \times 0,2$  mm einer großen vor der Lampe geblasenen gut isolierenden Kugel) dieselben gar nicht durchließ. Dies Flintglas zeigte eine sekundäre positive Strahlung auf der Hinterfläche und eine sekundäre negative

Strahlung auf der Vorderfläche mit staubfreien Räumen zu beiden Seiten der Flintglasplatte. Diese staubfreien Räume waren am äußeren Rande vor dem Flintglas rot, hinter dem Flintglas gelb gesäimt.

Mit der hohlen Halbkugel von 32 mm neben einer Quarzplatte  $\perp$  zur optischen Achse geschnitten von  $30 \times 30 \times 1$  mm oder einer Quarzplatte  $\pm$  der optischen Achse geschnitten von  $30 \times 20 \times 0,1$  mm, erhielt ich positive Staubfiguren auf Koloophoniumwachs, deren gelbe radiale Strahlen hinter der Hinterfläche ebenso lang waren, wie vor der Vorderfläche. Die Hinterfläche des Quarzes zeigte sekundäre positive Strahlung und vor der Vorderfläche lag ein staubfreier Raum, ähnlich wie bei Glimmer (Fig. 20, a, Taf. III).

Hartgummiplatten von  $150 \times 110 \times 0,6$  mm auf Koloophoniumwachs von 4 mm Dicke waren für die positiven elektrischen Strahlen einer hohlen Halbkugel aus Messing von 93 mm Durchmesser durchlässig. Die gelben Strahlen der direkten positiven Staubfigur liefen einige Zentimeter an der Vorderfläche des Hartgummis in die Höhe und zeigten wie gewöhnlich runde Köpfe, gelbe Ränder und eine staubfreie Mitte. Diesen gelben Strahlen auf der Vorderfläche entsprachen auf der Hinterfläche durch Influenz entstandene breitere Strahlen mit runden Köpfen, deren ganze Fläche gelb gefärbt erschien (Fig. 14, Taf. IV).

Gelegentlich habe ich auch an der Vorderfläche von vertikalen Glimmerplatten positive Strahlen in ähnlicher Weise nach oben ausgebreitet gesehen, denen breitere gelbe Flecke auf der Hinterfläche entsprachen.

Eine vertikale Hartgummiplatte von  $60 \times 100 \times 0,5$  mm auf einer Paraffinschicht von  $120 \times 4$  mm reflektierte die positiv elektrischen Strahlen der Halbkugel von 32 mm. Neben der unten mit gelbem Staub bekleideten Hinterfläche war die Paraffinschicht staubfrei. Die sekundäre positive Strahlung der Hinterfläche und die sekundäre negative Strahlung der Vorderfläche fehlte bei dieser Hartgummiplatte A, welche die direkten positiv elektrischen Strahlen nicht durchließ.

Die Strahlen der positiv elektrischen Staubfigur der Halbkugel von 32 mm auf einer Paraffinschicht von 3 mm Dicke gingen durch eine vertikale Schwefelplatte von  $40 \times 35 \times 1,1$  mm



hindurch, erregten sekundäre positive Strahlung auf der Hinterfläche und sekundäre negative Strahlung auf der Vorderfläche des Schwefels. Die letztere erzeugte einen staubfreien Raum längs der Vorderfläche.

Diese Schwefelplatte war auch für die Strahlen der negativen Staubfigur derselben Halbkugel durchlässig, doch fehlte hier die sekundäre Strahlung der Vorder- und Hinterfläche. Der rote Berührungskreis war innen und außen von 3 Gruppen roter Tropfen besetzt. Die erste Gruppe lag gegenüber der Schwefelplatte, die anderen links und rechts davon in  $120^\circ$  Abstand.

#### Negative elektrische Strahlen.

Die hohle Halbkugel von 32 mm Durchmesser vor einer vertikalen Glimmerplatte von  $137 \times 50 \times 0,1$  mm auf Kolophoniumwachs, welches eine Papptafel in einer Schicht von  $400 \times 300 \times 4$  mm bedeckte, wurde mit einem negativen Funken elektrisiert und isoliert abgehoben. Die negative Staubfigur zeigte einen breiten roten Berührungsring, auf den nach außen ein staubfreier Ring und ein größerer gelber Ring folgten. Der rote Berührungsring war mit etwa 48 Tropfen besetzt, welche abwechselnd am inneren oder äußeren Rande lagen (wie in Fig. 8, c, Taf. IV). Außerhalb des äußeren Kranzes roter Tropfen lagen etwa 24 größere staubfreie Tropfen oder Abteilungen. Alle 3 Ringe erschienen an der Vorderfläche der Glimmerplatte zurückgeworfen (Fig. 20, b, Taf. III). In der Mitte des roten Berührungsringes lag eine gelbe Kreisfläche, welche nach außen in einen 16strahligen Stern überging. Neben der Hinterfläche der Glimmerplatte lagen auf dem Kolophoniumwachs der etwas deformierte rote, staubfreie und gelbe Ring als Fortsetzung der analogen Ringe jenseits der Vorderfläche. Über den vom Glimmer durchgelassenen roten Ring hinter der Hinterfläche hatte sich ein roter Streifen gelagert, welcher von der sekundären negativen Strahlung der Hinterfläche des Glimmers herrührte. Roter Ring und roter Streifen fehlen in dem Lichtbild (Fig. 26, b, Taf. III) wegen der schwachen photographischen Wirkung des Rot und ich habe daher in Fig. 12, Taf. IV beide gezeichnet.

Ähnliche Erscheinungen zeigten die negativen Staubfiguren

auf Kolophoniumwachs mit der durch einen negativen Funken elektrisierten Halbkugel von 32 mm neben einer Glimmerplatte von  $90 \times 50 \times 0,07$  mm oder neben dünnen vertikalen Platten von Glas ( $36 \times 16 \times 0,14$  mm und  $48 \times 16 \times 0,18$  mm), Flintglas ( $16 \times 0,3$  mm), Quarz  $\perp$  zur Achse ( $30 \times 30 \times 1$  mm) oder  $\parallel$  zur Achse ( $30 \times 20 \times 0,1$  mm).

Schellack von 0,5 mm Dicke und Hartgummi von  $60 \times 38 \times 0,8$  mm auf Kolophoniumwachs waren für negative elektrische Strahlen derselben Halbkugel undurchlässig und reflektierten sie auch nicht.

Eine Schwefelplatte von  $40 \times 24 \times 1$  mm auf Kolophoniumwachs von 4 mm Dicke war für die Strahlen der negativen Staubfigur der Halbkugel von 32 mm durchlässig, zeigte eine schwache Reflexion dieser Strahlen an der Vorderfläche, schwache sekundäre negative Strahlung an der Hinterfläche und schwache sekundäre positive Strahlung an der Vorderfläche der Schwefelplatte.

Auf die hohle Halbkugel von 32 mm neben der vertikalen Aluminiumplatte von  $115 \times 115 \times 0,115$  mm auf Kolophoniumwachs ließ ich einen Funken derselben negativ geladenen Leidener Flasche überspringen, wenn der Kugelrand 1,5 oder 4 mm von der Aluminiumplatte entfernt war. Im ersten Falle ging der Funken mit Zischen, im zweiten Falle mit dem gewöhnlichen klatschenden Geräusch über. Die hohle Halbkugel wurde beidemal isoliert abgehoben und das Kolophoniumwachs bestäubt. Fig. 22, c und b, Taf. III geben die negativen Staubfiguren des zischenden und klatschenden Funkens.

Bei der ersteren liegt in der Mitte des unsichtbaren Berührungskreises, welchen innen und außen ein roter Gürtel mit schmalen radialen Fächern umgibt, ein gelber sechsstrahliger Stern. Die Strahlen dieser negativen Staubfigur sind von der Vorderseite der Aluminiumplatte reflektiert worden und haben durch Influenz auf der Hinterseite der Aluminiumplatte eine sekundäre negative Strahlung hervorgerufen. Die Basis der Aluminiumplatte ist durch einen 2 mm breiten staubfreien Raum von einem breiten roten Bande getrennt, welches auf der Hinterseite mit breiten Bogen, an den Enden mit schmalen roten Bogen eingefasst ist. Das breite rote Band ist wieder durch einen staubfreien Gürtel von einer

gelben Fläche getrennt und fehlt an der halben Vorderseite der Aluminiumplatte.

Bei den klatschenden Funken ist die negative Staubfigur Fig. 22, *b*, Taf. III einfacher. Ein roter Gürtel mit breiten radialen Fächern umgibt einen schmalen gelben Berührungsring, dieser wieder einen staubfreien Ring und eine gelbestäubte Kreisfläche mit zackigem Rande. Der rote Gürtel ist von einem staubfreien Ringe umgeben und liegt in der Mitte einer nahezu elliptischen gelben Fläche. Die negativen Strahlen sind von der Vorderfläche der Aluminiumplatte reflektiert und haben durch Influenz an den Enden der Aluminiumplatte eine negative Strahlung hervorgerufen, wie die roten herzförmigen Flächen beweisen, welche von größeren herzförmigen gelben Kurven gesäumt sind. An einem Ende (im Lichtbilde unten) sind 2 negative elektrische Wellen aufeinander getroffen und voneinander geschieden durch 2 positive gelbe gerade Streifen oder Linien, normal zur Vorder- und Hinterfläche der Aluminiumplatte.

Der zischende Funken hat mehr und höhere elektrische Partialschwingungen gegeben, als der klatschende Funken in dem aus hohler Halbkugel, Aluminiumplatte, geerdeter Zinkplatte, Kolophoniumwachs und Luft bestehenden Leitersystem.

#### Rückläufige elektrische Strahlen.

Sehr auffallend war die positive Staubfigur der Halbkugel von 32 mm neben einer Hartgummiplatte von  $60 \times 38 \times 0,8$  mm auf Kolophoniumwachs (Fig. 23, Taf. III). Von dem gelben Berührungsring der direkten positiven Staubfigur gingen radiale gelbe Strahlen nach innen und außen. Die letzteren gingen nicht durch die Hartgummiplatte hindurch, wurden teilweise an deren Vorderfläche reflektiert und bildeten einen staubfreien Raum neben der Hartgummiplatte, deren Vorderfläche mit rotem, deren Hinterfläche mit gelbem Staube gleichmäßig bedeckt war. Hinter der Hinterfläche der Hartgummiplatte, symmetrisch zur gelben positiven Staubfigur und dieser ähnlich lag auf dem Kolophoniumwachs eine rote Staubfigur, ein roter Kreis mit radialen roten Strahlen von symmetrischer Gestalt und Lage, wie der gelbe Kreis und die gelben Strahlen der direkten positiven Staubfigur. Diese rote symmetrische Staub-

figur liegt an der Stelle  $A_1$  (Fig. 15, c, Taf. IV), wo die von der Halbkugel ausgegangenen und vom Hartgummi reflektierten Strahlen  $CR$  bei Verlängerung nach rückwärts das Kolophoniumwachs treffen würden. Ich werde daher, der Kürze wegen, sagen, die rote Staubfigur ist durch *rückläufige Strahlen  $CA_1$  bei Reflexion am Hartgummi* entstanden. Der *Vorderfigur  $A$*  entspricht eine symmetrisch hinter der Zwischenplatte gelegene und symmetrisch gestaltete *Hinterfigur  $A_1$* .

Die negative Staubfigur mit derselben Halbkugel *vor* derselben aufgeschmolzenen Hartgummiplatte zeigte einen roten Berührungskreis mit breitem inneren und äußeren roten Gürtel und in der Mitte eine gelb bestäubte Kreisfläche von 11 mm Durchmesser, auf welcher mehrere gelbe Sechsecke zu erkennen waren. Im virtuellen Spiegelbild  $A_1$  dieser Vorderfigur  $A$ , *hinter* der Hartgummiplatte, war die Harzoberfläche rot gefärbt und auf ihr lagen rote Sechsecke in symmetrischer Lage zu den gelben Sechsecken der Vorderfigur. Neben der Vorderseite der Hartgummiplatte lag ein gelber, neben der Hinterseite ein roter Streifen von 2 mm Breite.

In der Photographie der positiven Staubfigur (Fig. 20, a, Taf. III) ist hinter der dünnen Glimmerplatte ebenfalls eine symmetrisch gelegene rote Staubfigur zu erkennen, das schwache symmetrische Spiegelbild der gelben Staubfigur vor der Glimmerplatte mit Berührungskreis und charakteristischen Einzelheiten. Ebenso liegt bei der negativen Staubfigur (Fig. 20, b, Taf. III) im virtuellen Spiegelbild der Vorderfigur des gelben zentralen Kreises mit 2 aufgelagerten gelben Kreisen von 7 und 2 mm Durchmesser vor der Glimmerplatte, hinter der Glimmerplatte eine symmetrische Hinterfigur, mit 2 gelben Kreisen und Einzelheiten der Vorderfigur, welche freilich in der Photographie nicht so hervortreten wie im Original.

Neben Hartgummiplatten von 0,6 mm Dicke, welche in eine Paraffinschicht von 5 mm oder eine Schwefelschicht von 2,5 mm Dicke eingeschmolzen waren, habe ich ebenfalls in der positiven Staubfigur der Halbkugel Kreise erhalten, welche hinter der Hartgummiplatte symmetrisch zum Berührungskreise der Halbkugel vor der Hartgummiplatte lagen, als ob sie durch rückläufige Strahlen der am Hartgummi reflektierten Strahlen entstanden wären.

Eine ähnliche, symmetrisch zu einer vertikalen Glimmerplatte von  $75 \times 125 \times 0,1$  mm gelegene rote Staubfigur habe ich mit einem positiven Ladungsfunken und derselben hohlen Halbkugel auf einer Pechschicht von  $120 \times 5$  mm erhalten. Die primäre positive Staubfigur neben der Vorderfläche der Glimmerplatte zeigte, wie gewöhnlich, 2 Ringe gelber radialer Strahlen zu beiden Seiten des gelben Berührungskreises.

Mit derselben hohlen Halbkugel  $A$  von 32 mm Durchmesser (Fig. 15, c, Taf. IV) erhielt ich ferner auf einer anderen Pechschicht von  $120 \times 3$  mm in einem runden geerdeten Zinkteller neben einer vertikalen Glimmerplatte  $BH$  von  $75 \times 130 \times 0,2$  mm als positive Staubfigur vor der Vorderfläche des Glimmers einen roten Berührungsring mit einer zentralen gelben Kreisfläche von 7 mm Durchmesser und einem äußeren Kranz gelber radialer Strahlen von 48 mm Durchmesser. In symmetrischer Lage hinter der Hinterfläche des Glimmers war auf der Pechfläche eine gelbe Kreisfläche  $A_1$  von zwei verwaschenen gelben Kreisen umgeben, welche gleichen Durchmesser wie der Berührungskreis und der gelbe Strahlenkranz vor der Vorderfläche hatten. Die Mittelpunkte  $A$  und  $A_1$  der Kreisflächen vor und hinter dem Glimmer waren gleich weit von diesem entfernt.

Die ursprünglich im Pech festgeschmolzene Glimmerplatte hatte sich mit der Zeit gelockert und konnte aus dem Spalt der Pechplatte herausgenommen werden. Ohne Glimmerplatte fehlte in der positiven Staubfigur das zweite Ringsystem hinter dem Pechspalt.

Wurde nun die Glimmerplatte schief in den Spalt eingesetzt, indem sie durch Drehen um ihre horizontale Basis der hohlen Halbkugel genähert wurde (Fig. 15, d, Taf. IV), so erschien dieselbe positive Staubfigur vor und hinter dem Glimmer, wie früher bei vertikaler Glimmerplatte. Aber der Mittelpunkt der gelben Kreisfläche war von der Basis der Glimmerplatte vor derselben 24 mm, hinter derselben 27 mm entfernt. Durch Neigen der Glimmerplatte waren eben die rückläufigen Strahlen  $CA_1$  von der Halbkugel fortgerückt.

Auch in der positiven und negativen Staubfigur der hohlen Halbkugel neben der Aluminiumplatte (Fig. 22, a, b, Taf. III) sind hinter dieser Spuren von symmetrisch gelegenen Bildern

des Berührungskreises zu erkennen. Es treten also auch bei der Reflexion elektrischer Strahlen an Aluminiumplatten rückläufige elektrische Strahlen von geringer Intensität auf.

Rote oder gelbe symmetrisch gelegene Staubfiguren  $A_1$  hinter isolierenden und metallischen Zwischenplatten oder rückläufige elektrische Strahlen sehr merklicher Intensität wurden also beobachtet bei Reflexion der Strahlen von positiven oder negativen elektrischen Staubfiguren  $A$  an dünnen Zwischenplatten aus Hartgummi, Glimmer, Aluminium auf Kolophoniumwachs, Pech, Schwefel und Paraffin.

§ 20. *Elektrische Durchstrahlung. Reflektierte und rückläufige elektrische Strahlen bei schottischem und englischem Flintglas.* Ähnlich wie Glimmer verhält sich Flintglas, wenn neben ihm eine hohle Messinghalbkugel durch einen elektrischen Funken geladen wird.

Auf eine 2,24 mm dicke Schicht von Kolophoniumwachs in einem geerdeten viereckigen Zinkteller von  $500 \times 400$  mm mit 5 mm hohem, aufgebogenem Rande wurde eine erwärmte Glocke von 220 mm Höhe aus bestisolierendem schottischen Flintglas gesetzt, so daß der untere Rand von 137 mm Durchmesser und 2 mm Dicke oberflächlich festschmolz. Neben diesen Rand wurde die hohle Halbkugel von 32 mm gesetzt, durch einen positiven Funken aus dem Knopf der Leidener Flasche geladen und isoliert abgehoben. Nach dem Bestäuben zeigte sich die gewöhnliche Staubfigur mit rotem Berührungsring und einem inneren und äußeren Kranz gelber radialer Strahlen (ähnlich Fig. 10, a, Taf. II). Am äußeren Rande der Glasglocke lagen 6 Gruppen gelber radialer Strahlen (positiver Lichtbüschel) in nahezu gleichen Abständen voneinander. Es hatten also die elektrischen Schwingungen in der metallischen hohlen Halbkugel auch elektrische Schwingungen in der zylindrischen, oben durch eine Halbkugel geschlossene Flintglasglocke hervorgerufen. Durch Klopfen mit einem Holzstab löste sich die angeschmolzene Glasglocke vom Kolophoniumwachs und ließ sich abheben. Gleichzeitig sammelte sich der gelbe Schwefelstaub innerhalb des roten Berührungsrings der Messinghalbkugel auf gelben Kreisbogen zu einer vielblättrigen Tyndallschen Sternblume und außerhalb des Berührungsrings zu staubfreien Tropfen, wie bei einer gewöhnlichen negativen

Staubfigur, aber mit gelber Mitte oder gelber Basis (Fig. 2, *a, b*, Taf. IV). Nach Entfernen der Glasglocke erschien bei neuem Bestäuben die Staubfigur innerhalb des Berührungskreises der Glasglocke mit 4 rot gefärbten Tropfen, welche wieder von einem Kranz gelber radialer Strahlen umgeben waren (Fig. 15, *a*, Taf. IV). Ein staubfreier Saum außerhalb des Berührungsrings der Glasglocke und eine Krümmung der äußeren gelben radialen Strahlen der positiven Staubfigur in der Nähe des Berührungsrings bewiesen die Reflexion derselben an der Glasoberfläche bzw. eine negative sekundäre Strahlung an der Vorderfläche des Glases. Der Glaszylinder selbst war für die roten und gelben Strahlen der positiven Staubfigur durchlässig.

Neben der Hinterseite des Glaszylinders war auf einer symmetrisch zur Messinghalbkugel gelegenen Kreisfläche eine matte gelbe Staubfigur zu sehen, herrührend von den rückläufigen an der Glaswand reflektierten elektrischen Strahlen (§ 14), und eine zweite matte Staubfigur an der gegenüber liegenden Wand des Glaszylinders.

Wurde die Messinghalbkugel neben der aufgeschmolzenen Flintglasglocke mit einem negativen Funken geladen, so gingen die roten Strahlen der negativen Staubfigur ebenfalls durch die Glaswand hindurch, und es erschien eine matte gelbe Staubfigur neben der Hinterfläche der Glaswand, herrührend von den rückläufigen an der Glaswand reflektierten Strahlen (Fig. 15, *b*, Taf. IV).

Die eben beschriebenen Versuche wurden wiederholt mit zwei *Flintglasringen* von 80 und 20 mm Höhe, welche von dem unteren Teile der Flintglasglocke abgesprengt, eben geschliffen und in einer 1,5 mm dicken Schicht von Kolophoniumwachs in einem geerdeten Zinkteller von  $500 \times 400$  mm oberflächlich festgeschmolzen waren.

Die Strahlen der *positiven Staubfigur* gingen durch die Flintglaswand hindurch. Aber zu beiden Seiten der Glaswand lag ein staubfreier Raum. Die sekundären gelben Strahlen der Hinterfläche waren durch diesen staubfreien Raum von der Hinterfläche getrennt (Fig. 16, *a*, Taf. IV). Ein ähnlicher von Kreisbogen begrenzter staubfreier Raum lag auf beiden gelbbestäubten Flächen der Glaswand über dem Kolophoniumwachs (Fig. 16, *b*, Taf. IV).



Wurde der Flintglaszylinder mit einem Holzstab geklopft, löste er sich von dem Kolophoniumwachs und der gelbe Schwefelstaub sammelte sich in dem Raum außerhalb des roten Berührungsrings der Halbkugel auf 6 bis 8 Kreisbogen an, welche mit Neigungswinkeln von  $90^\circ$  aufeinander trafen. Die Kreise hatten 5 bis 2 mm Durchmesser. An der Außenseite des Berührungsrings des Flintglaszylinders hatten sich 3 gelbe Büschel durch das Klopfen gebildet mit  $60^\circ$  Abstand voneinander.

Bei der *negativen Staubfigur* gingen die Strahlen durch den 20 mm hohen Flintglasring nicht hindurch, wurden aber von ihm reflektiert. Bei Wiederholung des Versuchs auf einer 2 mm dicken Kolophoniumwachsschicht waren die Strahlen der *negativen Staubfigur* durch das Flintglas hindurchgegangen. Gelbe Strahlen lagen normal zur Vorderfläche und ein breiter roter Bogen neben der Hinterfläche des Flintglaszylinders.

Bei dem 80 mm hohen Flintglaszylinder umschloß in der *negativen Staubfigur* der schmale gelbe Berührungskreis der hohlen Halbkugel eine gleichmäßig rot gefärbte Fläche, auf der zwei gelbe Flecke (mit gelben radialen Strahlen von der Form der katakautischen Linien eines Hohlzylinders) lagen (Fig. 16, c, Taf. IV). Die Vorderfläche der zylindrischen Glaswand war mit einem gelben Streifen und gelben radialen Strahlen besetzt, welche in die rote Fläche innerhalb und außerhalb des Berührungskreises hineinreichten und wohl von der sekundären Strahlung der durch Influenz positiv elektrisch gewordenen Vorderfläche der Glaswand herrührten. Die Hinterfläche der Glaswand war durch einen staubfreien Raum von einem 80 mm langen und 4 mm breiten roten Streifen (der sekundären Strahlung der Hinterfläche?) getrennt, welche in mehrere, durch feine gelbe radiale Linien getrennte Abteilungen zerfiel, ähnlich der *negativen Staubfigur* neben einer Aluminiumplatte (Fig. 22, b, c, Taf. III). Die staubfreien Räume, welche beide Flächen der Glaswand für die positive Staubfigur zeigten, fehlten bei der *negativen Staubfigur*.

Am unteren Ende geschlossene vertikale Röhren aus englischem Flintglas von 40 oder 20 mm Höhe, 10 mm Durchmesser und 0,5 mm Wandstärke wurden mit dem ebenen Boden auf einer 1 bis 2 mm dicken Kolophoniumwachsschicht in einem geerdeten Zinkteller von  $500 \times 400 \times 5$  mm festgeschmolzen.

Neben die mit *Luft* oder *Schwefelkohlenstoff* gefüllte Röhren wurde die hohle Halbkugel von 32 mm gestellt, mit einem Funken der positiv oder negativ geladenen Leidener Flasche geladen und isoliert abgehoben. Nach dem Bestäuben zeigten die negativen Staubfiguren innerhalb des roten Berührungskreises einen 7 mm breiten roten Ring, welcher durch einen staubfreien Ring von einer gelben zentralen Kreisfläche von 5 mm Durchmesser getrennt war. An der inneren Seite des roten Berührungsrings lagen 3- und 4-strahlige staubfreie (positive) Büschel in gleichen Abständen verteilt. Außen war der Berührungskreis von einem schmalen roten Saum und einem 15 mm breiten staubfreien Ringe umgeben. Bei den positiven Staubfiguren lagen innerhalb des gelben oder staubfreien Berührungskreises viele radiale gelbe Strahlen, außerhalb ein schmaler Kranz gelber Strahlen und ein 25 mm breiter Ring von feinen gelben radialen Strahlen. Die Strahlen der positiven oder negativen Staubfigur gingen durch die Flintglasröhrchen hindurch, wurden an deren Vorderfläche stark reflektiert und erzeugten sekundäre positive oder negative Strahlen an der Hinterfläche der Röhrchen.

§ 21. *Rückläufige Strahlen bei positiven und negativen Staubfiguren mit ebenen isolierenden Zwischenplatten aus verschiedenem Stoff.*

Auch hinter Zwischenplatten aus anderen Stoffen als Hartgummi oder Glimmer habe ich auf Kolophoniumwachs und Pech im virtuellen Spiegelbild der durch einen positiven oder negativen Funken geladenen Halbkugel *symmetrisch gelegene Staubfiguren* oder *rückläufige reflektierte Strahlen* erhalten. Die Zwischenplatten waren oberflächlich in die Harzschicht eingeschmolzen oder lose auf dieselbe aufgesetzt. Am oberen Rande der lose aufgesetzten leichten Zwischenplatten war mit einem Schellacktropfen ein langer rechtwinklig gebogener hohler Glasfaden als Fuß befestigt, um das Umfallen der Zwischenplatte zu verhindern. Die schwereren Zwischenplatten wurden gegen die Spitze eines langen horizontalen Glasstabes gelehnt. Die hohlen Halbkugeln aus Platin, Messing oder vernickeltem Messing wurden mit einem Funken aus der Leidener Flasche geladen, isoliert abgehoben und die Harzfläche bestäubt. Meist war der Berührungskreis der direkten positiven bzw. negativen

Staub-  
metris-  
selten  
zeigte  
gleiche  
kleinen  
als ob  
Strahl-  
Kreise  
metris-  
liegen,  
ist —  
roten,  
direkte  
erschei-  
versch-  
erregen  
Zwisch-  
D  
platte  
Partial-  
vom L  
Dimen-  
platte.  
reflekti-  
nm so  
Schwin-  
abgesti-  
Staubf-  
deutlic-  
O  
den H  
äußere  
schnur  
so füh-  
leichte  
größer  
funke  
isoliert

Staubfigur vor der Zwischenplatte gelb bzw. rot. Die symmetrisch gelegene Staubfigur hinter der Zwischenplatte war selten so vollkommen ausgebildet wie in Fig. 23, Taf. III, zeigte häufig eine Kreisfläche oder einen Kreis von nahezu gleichem Durchmesser wie der Berührungskreis oder 2 bis 3 kleinere konzentrische Kreise und rote oder gelbe Staubflecke, als ob von der Zwischenplatte diffus reflektierte elektrische Strahlen rückläufige Strahlen erzeugt hätten. Die Kreisflächen, Kreise oder Stellen hinter der Zwischenplatte, welche symmetrisch zu entsprechenden Stellen vor der Zwischenplatte liegen, können — wie aus der folgenden Tabelle V zu ersehen ist — rot, gelb oder staubfrei sein, und bald gelben, bald roten, bald staubfreien symmetrisch gestalteten Teilen der direkten Staubfigur vor der Zwischenplatte entsprechen. Auch erscheinen die Staubfiguren hinter der Zwischenplatte zuweilen verschoben gegen die Stelle, wo das virtuelle Spiegelbild der erregenden Halbkugel auf der Harzplatte lag, sobald die Zwischenplatte nicht vollkommen eben oder nicht homogen war.

Die elektrischen Staubfiguren vor und hinter der Zwischenplatte hängen von der Periode der abklingenden elektrischen Partialschwingungen in der Halbkugel ab. Diese Periode wieder vom Ladungsfunken, der Größe der Halbkugel und von den Dimensionen und dem Stoff der Harzschicht und der Zwischenplatte. Die auf die Zwischenplatte auffallenden und von ihr reflektierten und die rückläufigen reflektierten Strahlen werden um so größere Intensität haben, je mehr die elektrischen Schwingungen in Halbkugel und Zwischenplatte aufeinander abgestimmt sind. Daher erscheinen die symmetrisch gelegenen Staubfiguren hinter der Zwischenplatte bald mehr, bald weniger deutlich.

Obwohl eine große Zinkplatte unter den Zinktellern mit den Harzplatten durch einen dicken Kupferdraht und die äußere Belegung der Leidener Flasche durch eine dicke Metallsehnur mit den Gasröhren des Hauses leitend verbunden waren, so fühlt eine Hand auf der großen Zinkplatte doch einen leichten elektrischen Schlag, wenn der Ladungsfunke nach einer größeren Halbkugel oder Metallkappe überspringt. Der Ladungsfunke der Halbkugel erregt also auch in den geerdeten und isolierten Metallmaßen und in den Isolatoren der ganzen

Nachbarschaft elektrische Wellen, welche zum Teil zurückkommen und wieder die Periode und das Abklingen der elektrischen Schwingungen in Halbkugel, Harzplatte und Zwischenplatte beeinflussen. Die ganze Umgebung, Metalle und Isolatoren bilden einen *elektrischen Resonanzboden*. Es ist ähnlich, wie bei den Saitenschwingungen eines Monochords, welche je nach der Belastung des elastischen Fußbodens von den zurückkommenden Schwingungen verschieden beeinflusst werden und dadurch ihre Schwingungsebene und Schwingungsformen in verschiedener Weise ändern.<sup>1)</sup> Eine unsymmetrische Umgebung der Harzplatte ist ein unsymmetrischer Resonanzboden, stört die Symmetrie der elektrischen Staubfiguren und erschwert dadurch oft recht erheblich deren Untersuchung, besonders an den Stellen schwacher elektrischer Kraft, d. h. hinter den Zwischenplatten, wo die rückläufigen Strahlen die Harzplatte elektrisieren.

Ich gebe in der folgenden Tabelle V eine Übersicht der Beobachtungen mit isolierenden Zwischenplatten, bei welchen in der symmetrisch gelegenen Staubfigur hinter der oberflächlich aufgeschmolzenen oder lose aufgesetzten (durch einen Stern \* bezeichneten) Zwischenplatte ein Kreis oder mehrere konzentrische Kreise erkennbar waren. Die zweite Spalte der Tabelle V gibt das Vorzeichen des Ladungsfunkens, den Durchmesser  $2r$  der hohlen Halbkugel in Millimetern und den Stoff, aus welchem dieselbe bestand, Messing (Ms), vernickeltes Messing (Ni) oder Platin (Pt). Die Wanddicke der hohlen Halbkugeln betrug bei Messing 0,25 mm, bei vernickeltem Messing 0,5 bis 0,4 mm, bei Platin 0,15 bis 0,16 mm. In der dritten Spalte ist der Stoff, sowie Länge, Höhe und Dicke der aufgeschmolzenen oder lose aufgesetzten Zwischenplatte in Millimetern angegeben. Die mit  $a$  und  $a_1$  überschriebenen Spalten enthalten den Abstand der Mitte der hohlen Halbkugel und der Mitte der symmetrisch gelegenen Staubfigur hinter der Zwischenplatte von deren Basis. Die beiden letzten Spalten die Farbe des Berührungskreises der Halbkugel und besondere Kennzeichen der Staubfigur vor und hinter der Zwischenplatte. Die eingeklammerten Zahlen hinter den kon-

1) Vgl. auch F. Braun, Pogg. Ann. 147. p. 87. 1872.

zentrischen Kreisen oder den Kreisflächen geben die Durchmesser der betreffenden Kreise in Millimetern. Die innere Belegung der kleinen Leidener Flasche aus Flintglas von  $400\text{ cm}^2$  war gewöhnlich zu einer Spannung von 20000 Volt geladen. (Vgl. Tab. V, p. 906—908).

Die Platten aus Kolophoniumwachs (4 Teile Kolophonium + 1 Teil Wachs) waren in rechteckförmigen Zinktellern von  $500 \times 400\text{ mm}$  mit 5 mm hohem Rande frisch geschmolzen und erstarrt. Der Zinkteller stand auf einer geerdeten Zinkplatte gleicher Größe. Nur bei den Beobachtungen Nr. 1—4 war die 3,5 mm dicke Schicht von Kolophoniumwachs (2 Teile Kolophonium + 1 Teil Wachs) auf einem ebenen Pappendeckel von 4 mm Dicke aufgeschmolzen (wie in § 4) und dieser auf eine ebenso große geerdete Zinkplatte gelegt.

Gewöhnlich sind die Mitten der Staubfiguren vor und hinter der Zwischenplatte gleichweit von deren Basis entfernt, oder  $a = a_1$ . Die mit einem Stern\* bezeichneten Werte von  $a_1$  in den Beobachtungen Nr. 5, 6, 22, 34, 35, 47 sind zwar nicht gleich  $a$ , aber bei diesen Staubfiguren standen die Zwischenplatten aus Quarzglas *A*, Paraffin, Hartgummi, Schellack und Glimmer nicht vertikal, sondern schräg, und die Mitte der Staubfigur hinter der Zwischenplatte fiel mit der Mitte des virtuellen Spiegelbildes der direkten Staubfigur vor der Zwischenplatte zusammen.

Die Platte aus klarem Quarzglas *A* war ein Objektträger mit ebenen polierten Flächen und rund geschmolzenen Kanten von Heraeus in Hanau. Die Platten aus trübem Quarzglas *B* und *C* von The Thermal Syndicate Ltd., Wallsend on Tyne, welche ich der Güte des Hrn. Dr. Francis Bottomley verdanke, zeigten viele Blasen im Innern. Quarzglas *B* hatte eine blanke und eine matte Fläche und matte Kanten, Quarzglas *C* 2 blanke geschmolzene Flächen und rund geschmolzene Kanten.

Bei dem Quarzglas *A* (Nr. 5) lag in der Mitte des gelben Berührungskreises ein roter Stern mit 6 breiten Strahlen, im virtuellen Spiegelbild hinter der Quarzplatte eine staubfreie Kreisfläche von 2,5 mm, umgeben von 2 konzentrischen Kreisen von 4 und 8 mm.

Tabelle V.  
Elektrische Staubfiguren mit isolierenden ebenen Zwischenplatten auf Harzplatten.

Nr.	Erreger, hohle Halb- kugel 2 r mm	Aufgeschmolzene oder lose * Zwischenplatten (Länge x Höhe x Dicke)	a		Staubfigur		Rückläufige Strahlen.
			mm	a <sub>1</sub> mm	vor Zwischenplatte	hinten	
Auf Kolophoniumwachs (500 x 400 x 2 bis 3 mm)							
1	+ 20 Pt	Quarzglas A (30 x 45 x 1 mm)	11	11	gelb		roter Kreis (14 mm)
2	- 20 "	"	11	11	rot		gelber Kreis (20)
3	+ 32 Ms	*Quarzglas A (20 x 45 x 1)	18	18	gelb, Mitte rot		roter Kreis (12); gelber Kreis (8) Mitte rot
4	- 32 "	"	18	18	rot, rote Kreisfl. (12)		gelbe Kreisfläche (12)
5	+ 32 "	" (45 x 20 x 1)	18	12*	gelb, Mitte r. Stern		2 gelbe Kreise (8 u. 4), Mittestaubfrei
6	- 32 "	"	18	12*	orange, gelbe Kreisfläche (24)		rote Kreisfläche (34)
7	+ 32 "	Quarzglas B (75 x 75 x 3)	20	24	gelb, gelber Kr. (24)		gelber Kreis (29); roter Kreis (29)
8	+ 20 Pt	"	13	13	orange		2 gelbe Kreise (16 u. 3)
9	+ 40 Ni	*Quarzglas B (75 x 75 x 3)	24	34	gelb		2 gelbe Kreise (17 u. 4)
10	+ 40 "	"	27	35	"		rot, mit 2 gelben Kreisen (9 u. 3)
11	+ 20 Pt	"	13	43	"		2 gelbe Kreise (7 u. 8)
12	+ 20 "	"	13	32	"		gelber Kreis (8)
13	+ 10 "	"	13	15	"		gelber Kreis (9)
14	+ 20 "	Quarzglas C (75 x 75 x 3)	13	27	orange		2 rote Ringe (22 u. 7)
15	+ 30 Ni	Glas (140 x 200 x 3,2)	88	88	gelb		rote Kreisfläche (38)
16	+ 30 Pt	" (48 x 26 x 1,2)	17	17	"		2 rote Kreise (8 u. 4)
17	+ 30 Ni	*Holzbrett (95 x 318 x 4)	98	82	"		rote Kreisfläche
18	+ 40 Ni	*Schreibpapier (304 x 230 x 0,1)	50	47	gelb		3 rote Kreise
19	+ 20 "	*Karton (121 x 101 x 0,32)	24	28	gelb, Mitte staub- frei Kreisfl. (10)		rote Kreisfläche (10)
20	+ 20 Pt	Paraffin (105 x 95 x 0,3)	10	24			

16 17	+ 30 Pt + 30 Ni	" (48 × 28 × 1,2) " Holzbreit (95 × 213 × 4)	50 24	47 28	17 82	2 rote Kreise (8 u. 4) rote Kreisfläche
18	+ 20 Ni	" Schreibpapier (304 × 880 × 0,1)	50	47	"	3 rote Kreise
19	+ 20 "	" Karton (121 × 101 × 0,82)	24	28	"	rote Kreisfläche (10)
20	+ 20 Pt	Paraffin (105 × 85 × 2)	12	24	gelb	2 rötliche Kreise
21	- 20 "	" (115 × 75 × 2)	12	26	rot	2 rötliche Kreise
22	+ 20 "	" (120 × 60 × 4)	15	25*	gelb	2 rote Kreise (20)
23	- 20 "	" (120 × 60 × 4)	12	23	rot	2 gelbe Kreise (20)
<i>Keilförmige Platten von:</i>						
24	+ 10 "	Quarz (32 × 15 × 3 bis 0,1)	7	7	gelb	1 roter Kreis (10)
25	+ 30 Ni	" (45 × 13 × 3 bis 2)	16		"	fehlt
26	+ 30 Pt	Bernstein (30 × 15 × 3 bis 0,3)	18	19	"	rote Kreisfläche
27	+ 20 "	" "	14	14	"	gelber Kreis (10)
28	+ 10 "	" "	8	8	"	2 gelbe Kreise (18 u. 3)
29	- 20 "	" "	13	13	rot	rot
30	+ 30 "	Hartgummi (30 × 15 × 3 bis 0,3)	17	32	gelb	2 gelbe Kreise
31	+ 30 Ni	" "	16,5	22	"	rot
32	- 20 Pt	Buchenholz (43 × 20 × 3,5 bis 0,3)	12	13	rot	2 gelbe Kreise
33	- 20 "	" (38 × 20 × 2,2 bis 0,3)	13	13	rot	2 gelbe Kreise
<i>Runde Platten von:</i>						
34	+ 30 Ni	*Hartgummi (310 × 2,1)	66	85*	gelb	2 rote Kreise
35	+ 20 "	*Schellack (147 × 4)	22	25*	rot	roter Stern
36	+ 32 Ms	*Schwefel (120 × 5)	32	32	gelb	2 rote Kreise
<i>Auf Kolophoniumwachs von 0,15 mm Dicke</i>						
37	+ 20 Pt	*Glimmer (207 × 90 × 0,07)	16	16	gelb, Mitte rot	roter Kreis, Mitte staubfrei
38	- 20 "	" "	17	17	2 rote Kreise (20 u. 10)	2 rote Kreise (20 u. 10)
39	+ 20 "	*Tannenholz (95 × 190 × 2,6)	14	14	gelb	2 rote Kreise (9 u. 5)
40	- 20 "	" "	14	14	rot	staubfreier Kreis (20)



Tabelle V. (Fortsetzung.)  
Elektrische Staubfiguren mit isolierenden ebenen Zwischenplatten auf Harzplatten.

Nr.	Erreger, hohle Halbkugel 2 r mm	Aufgeschmolzene oder lose* Zwischenplatten (Länge × Höhe × Dicke)	a	a <sub>1</sub>	Staubfigur		Rückläufige Strahlen
					vor	hinter	
			mm	mm	Berührungskreis	Zwischenplatte	Konzentrische Kreise (2 r <sub>1</sub> mm)
Auf runden Pechplatten von 120 × 1 bis 3 mm							
41	+ 20 Pt	Glimmer, lack. (76 × 120 × 0,13)	15	15	rot		gelber Kreis (20)
42	- 20 "	" (77 × 120 × 0,1)	10	10	"		gelber Kreis (20)
43	- 32 Me	"	24	25	rot, gelbe Kreisfläche (5)		2 gelbe Kreise (18 u. 5)
44	+ 30 Pt	Paraffin (120 × 60 × 4)	17	18	gelb		rote Kreisfläche
45	- 30 "	"	18	19	rot, Mitte gelb		roter Fleck
Zwischen 2 runden Pechplatten in geordneten Zinktellern							
46	+ 20 Ni	*Glimmer (90 × 207 × 0,07)	20	20	rot, Mitte rot		gelbes u. rotes Spiegelbild
Auf runder Paraffinplatte (120 × 4 mm)							
47	+ 20 Pt	Glimmer (75 × 75 × 0,18)	17	20*	gelb		gelber Kreis, Spiegelbild
Auf runden Hartgummiplatten von 3 bis 2 mm Dicke							
48	+ 30 Ni	*Quarzglas B (75 × 75 × 2,6)	21	60	gelb		rote Kreisfläche (28)
49	+ 40 "	*Papendeckel (245 × 320 × 3,2)	37	48	"		2 rote Kreise (verwaschen)
50	- 40 "	"	34	54	rot		2 hellrote Kreise (verwaschen)
auf Kolophoniumwachs (500 × 400 × 3 mm)							
51	Vollkugel + 25,4 Ma	Glimmer, lack. (75 × 120 × 0,1)	16	29,5	2 gelbe Kreise (15 u. 2,5), Mitte rot		2 gelbe Kreise (14 u. 6), Mitte staubfrei

Die Staubfigur hinter dem trüben Quarzglas *B* (Nr. 7) war gegen das virtuelle Spiegelbild der Staubfigur vor der Zwischenplatte etwas verschoben und verzerrt wegen der Ungleichartigkeit des Quarzglases *B*.

Die Paraffinplatten Nr. 20—23, 44, 45 waren aus runden Paraffinplatten von 120 mm Durchmesser durch Abschneiden eines Kreisabschnittes hergestellt und mit der geraden Sehne auf die Harzoberfläche aufgeschmolzen. Die Strahlen der positiven und negativen Staubfigur gingen durch diese Zwischenplatten aus Paraffin nicht hindurch. Gleichwohl gaben sie rückläufige Strahlen.

Durch den Quarzkeil Nr. 24 mit Flächen parallel der optischen Achse waren die gelben Strahlen der positiven Staubfigur mit einem Ladungsfunken von 23 000 Volt bis zu Quarzdicken von 2,3 mm verzögert durchgegangen.

Bei Nr. 26 war die Leidener Flasche auf 20 400 Volt geladen. Die gelben Strahlen der positiven Staubfigur waren bis zu Dicken von 1 mm verzögert durch den Bernstein hindurchgegangen. Bei Nr. 29 war die Leidener Flasche auf -17 100 Volt geladen. Auch hier waren die Strahlen der negativen Staubfigur durch den Bernsteinkeil verzögert hindurchgegangen. Bei Nr. 27 war die Leidener Flasche auf +12 700 Volt geladen und die gelben Strahlen der positiven Staubfigur waren nicht durch den Bernsteinkeil hindurchgegangen, aber trotzdem war eine symmetrisch gelegene Staubfigur hinter der Zwischenplatte entstanden. Die gut erkennbaren roten Kreisflächen oder gelben Kreise (Nr. 26—29) hinter der Zwischenplatte lagen im virtuellen Spiegelbild, welches die Hinterfläche des Bernsteins auf der Harzoberfläche entwarf, rührten also von den an der Hinterfläche reflektierten Strahlen her.

Durch die Keile aus Buchenholz (Nr. 32 und 33) waren die Strahlen der negativen Staubfigur mit einem Ladungsfunken von -17 000 Volt nicht hindurchgegangen. Die Mitten der gelben Kreise hinter der Zwischenplatte lagen wieder im virtuellen Spiegelbild der Mitte des Berührungskreises in der Hinterfläche des Holzkeiles, rührten also ebenfalls von den an der Hinterfläche des Holzkeiles reflektierten rückläufigen Strahlen her.

Bei Nr. 41, 42, 43, 51 war der Glimmer mit alkoholischer Schellacklösung lackiert und getrocknet. In der negativen Staubfigur Nr. 42 auf der Pechplatte von 1 mm Dicke waren in der symmetrisch gelegenen Staubfigur hinter der Zwischenplatte Einzelheiten der Staubfigur vor der Zwischenplatte deutlich zu erkennen.

Die vertikale Glimmerplatte Nr. 46 war am oberen Rande durch zwei Holzklammern an einen Glasstreifen, am unteren Rande zwischen die beiden runden Zinkteller geklemmt, in welche zwei Pechplatten von  $123 \times 2,3$  und  $100 \times 1,9$  mm festgeschmolzen waren. Die Zinkteller standen auf einer großen geerdeten Zinkplatte. Die positive Staubfigur auf der größeren Pechplatte vor der Glimmerplatte zeigte einen schmalen roten Berührungskreis mit gelbem Strahlenkranz innen und außen. Die Staubfigur im virtuellen Spiegelbild auf der kleineren Pechplatte war gelb und rot gefärbt und ließ die symmetrisch gelegenen Einzelheiten der Staubfigur vor dem Glimmer deutlich erkennen.

In Nr. 51 waren die massive Messingkugel von 35,4 mm Durchmesser und die Zwischenplatte aus lackiertem Glimmer auf der Oberfläche des Kolophoniumwachses festgeschmolzen. Die Kugel wurde mit einem Funken geladen, mit einem Holzstäbchen entladen, und mit der Hand abgehoben. Nach dem Bestäuben umgaben den roten Berührungspunkt der Vollkugel 2 gelbe Kreise von 2,8 und 15 mm Durchmesser. Der letztere war nur außen von einem Kranz 16 mm langer gelber radialer Strahlen umgeben. In dem staubfreien Raume vor der Glimmerplatte fehlten der größere gelbe Kreis und der gelbe Strahlenkranz. Hinter der Zwischenplatte lagen 2 konzentrische gelbe Kreise von 6 und 14 mm Durchmesser in größerer Entfernung von Glimmer, als die Messingkugel.

Mit Stahlkugeln von 8 und 16 mm Durchmesser oder quadratischen Metallkappen konnte ich hinter Zwischenplatten aus Glimmer auf Kolophoniumwachs keine Staubfiguren oder rückläufige Strahlen wahrnehmen.

Mit der Größe des Erregers können sich die Staubfiguren vor und hinter derselben Zwischenplatte ändern. Halbkugeln von 40, 20, 10 mm geben eine Staubfigur hinter der Zwischenplatte aus Quarzglas *B* (Nr. 9—13); mit einer Halbkugel von

30 mm blieb diese aus. Auch bei Wiederholung eines Versuches mit demselben Erreger und derselben Zwischenplatte an einer anderen Stelle der Harzschicht wechseln häufig Lage und Gestalt der Staubfigur hinter der Zwischenplatte (Nr. 9—12).

Die Abhängigkeit der Staubfiguren von der Dicke der Zwischenplatten und der Größe der erregenden Halbkugel tritt bei den Versuchen der folgenden Tab. VI (vgl. p. 912—915) noch deutlicher hervor.

Bezeichnung und Anordnung dieser Tab. VI sind dieselben, wie bei Tab. V. In der fünften Spalte der Tab. VI ist hinter der Farbe die Anzahl der Tropfen angegeben, mit denen ein Quadrant des Berührungskreises besetzt war. Die Zwischenplatten aus Gips waren von einem größeren Kristall aus Aschersleben abgespalten, hatten nicht rechteckförmige, sondern unregelmäßige Gestalt, waren an der Basis durch eine Spaltungsfläche mit Seidenglanz, an einer Seite durch eine Spaltungsfläche mit Glasglanz begrenzt.

Gewöhnlich ist wieder  $a = a_1$ . Bei den mit einem Stern \* bezeichneten Werten von  $a_1$  (Nr. 5, 6, 8, 9, 11, 14, 16, 18, 19, 20, 26, 31, 33, 35, 40) stand die Zwischenplatte schief, und die Mitte der Staubfigur hinter der Zwischenplatte lag im virtuellen Spiegelbild der Mitte der Halbkugel.

Bei den positiven Staubfiguren Nr. 10, 19, 31 liegt hinter den optisch doppeltbrechenden Zwischenplatten nahezu im Abstand  $a_1 = 2a$  eine zweite Staubfigur. Bei Nr. 36, 38, 42, 43 ist sogar  $a_1 = 3a$ . Spätere Versuche müssen über den Grund dieser Abweichung von der gewöhnlichen Lage entscheiden.

#### Tropfen auf dem Berührungskreise der Halbkugel.

Schon in § 19 habe ich beschrieben, wie in der negativen Staubfigur der rote Berührungskreis der Halbkugel neben einer aufgeschmolzenen Zwischenplatte aus dünnem Glimmer mit 48 roten Tropfen besetzt war, welche abwechselnd am inneren und äußeren Rande des Berührungskreises lagen, in gleichen Abständen voneinander (Fig. 8, c, 12, Taf. IV; Fig. 20, b, Taf. III).

Im folgenden rechne ich das Azimut auf dem Berührungskreise von dem der Zwischenplatte zunächst gelegenen Punkte aus. In ähnlicher Weise lagen vor dem Glimmer von South Burgos (Nr. 27, 28, Tab. VI) abwechselnd innen und außen

Tabelle VI.

Elektrische Staubfiguren mit lose aufgesetzten Zwischenplatten aus Glimmer, Gips, Tannenholz auf Kolophoniumwachs ( $500 \times 400 \times 3$  bis  $2$  mm).

Nr.	Erreger, hohle Halbkugel 2 r	a	a <sub>1</sub>	Staubfigur		Rückläufige Strahlen
				vor	hinter	
				Zwischenplatte (Länge, Höhe, Dicke)		
				Berührungskreis		
Glimmer (75 × 120 × 1,02 mm)						
1	+40 mm	Ni	22 mm	staubfrei, mit 20 Tropfen		2 gelbe Kreise (4 und 2 mm)
2	"	"	22	staubfrei, mit 16 Tropfen		roter breiter Ring (8 mm), gelber Kreis (20 mm)
3	"	"	25	rot, rote Kreisfläche (7 mm)		staubfreie Kreisfläche (9,2 mm)
4	+30	Pt	27	gelb		gelb und rote Kreisfläche (12 mm)
5	+20	"	12*	rot, mit 5 Tropfen		gelber Kreis (2,5 mm)
6	"	"	27*	rot		gelbe Kreisfläche (12 mm)
7	-40	Ni	22	gelb		gelber Kreis (13 mm)
8	-30	Pt	25*	gelb, gelber Kreis (20 mm), Mitte roter Stern		gelber Kreis (20 mm), Mitte gelber Stern
9	-20	"	27*	gelb, innen roter Gürtel, Mitte staubfreie Kreisfläche (8 mm) mit gelbem Stern		gelb und rote Kreisfläche (> 20 mm), Mitte rote Kreisfläche (8 mm)
Glimmer (75 × 120 × 0,54 mm)						
10	+40	Ni	22	gelb, mit 20 roten Tropfen		gelber Kreis
11	"	"	44 30 37*	gelb		rote Kreisfläche (13 mm) gelber Kreis (7 mm) auf gelber Kreis- fläche (20 mm)
12	+30	Pt	33	rot, mit 13 staubfreien Tropfen		3 gelbe Kreise (9, 6, 10 mm)
13	"	"	17	rot, mit staubfreien Tropfen		rote Kreisfläche (17 mm)
14	+20	"	35	rot, mit 11 staubfreien Tropfen		gelbe Kreisfläche (10 mm) gelbe Kreisfläche (12 mm)

11	„	„	30	37*	gelb	gelber Kreis (7 mm) auf gelber Kreisfläche (24 mm)
12	+30	Pt	38	40	rot, mit 13 staubfreien Tropfen	3 gelber Kreise (8, 9, 10 mm)
13	„	„	17	39	rot, mit staubfreien Tropfen	rote Kreisfläche (17 mm)
14	+20	„	35	15	rot, mit 11 staubfreien Tropfen	gelbe Kreisfläche (10 mm)
15	-40	Ni	23	37*	gelb, innen roter Gürtel, Mitte gelbe Ellipse	gelbe Kreisfläche (12 mm)
16	-30	Pt	16	23	gelb, roter Kreis (3 mm), innen roter Gürtel	roter Kreis (40 mm), Mitte staubfreie Ellipse
17	-20	„	32	24*	gelb, innen roter Gürtel, Mitte staubfreie Kreisfläche (12 mm)	2 gelbe Kreise (24 und 3 mm)
18	+40	Ni	22	20,2*	Glimmer (102 × 125 × 0,16 mm)	Mitte gelb und rote Kreisfläche (12 mm)
19	+30	Pt	25	37	staubfrei, mit staubfreien Tropfen	gelber Kreis umschließt staubfr. Kreisfläche (33 mm)
20	+20	„	12	30*	rot, mit staubfreien Tropfen	gelber Kreis umschließt rote Kreisfläche 40 mm
21	„	„	37	47	rot, mit 11 staubfreien Tropfen	rote Kreisfläche (27 mm), gelber Kreis (8 mm)
22	-40	Ni	30	13*	gelb	gelber Kreis (8 mm)
23	„	„	23	37	gelb, Mitte staubfreier Stern	gelber Kreis (12 mm)
24	-30	Pt	17	80	gelb, innen und außen roter Gürtel mit staubfreien Strahlen	gelbe Kreisfläche (20 mm)
25	„	„	25	23	staubfreie Kreisfläche (18 mm), Mitte gelbes Sechseck	gelbe Kreisfläche (40 mm)
26	-20	„	30	17	gelb, innen roter Gürtel, Mitte gelber 6 strahliger Stern	gelber Kreis (23 mm), Mitte (gelber) Stern
				25	rot, rote Kreisfläche (20 mm)	gelber Kreis (18 mm), Mitte gelbes Sechseck
				31*	2 rote Ringe (7 und 4 mm)	staubfreier 6 strahliger Stern
						gelbe Kreisfläche (20 mm)
						gelber Kreis (7 mm)

Tabelle VI (Fortsetzung).

Elektrische Staubfiguren mit lose aufgesetzten Zwischenplatten aus Glimmer, Gips, Tannenholz auf Kolophoniumwachs ( $500 \times 400 \times 3$  bis  $2$  mm).

Nr.	Erreger, hohle Halbkugel 2 r	a	a <sub>1</sub>	Staubfigur		Rückläufige Strahlen
				vor	hinter	
				Zwischenplatte (Länge, Höhe, Dicke)		
				Berührungskreis		
Glimmer mit eingelagerten Kristallnadeln, achteckig (55 × 70 × 0,1 mm) von South Burgos, Kanada, aufgeschmolzen						
27	+30 mm Pt	18 mm	(18) mm	staubfrei, mit 18 roten Tropfen abwechselnd innen und außen	roter Fleck	
28	-30	"		rot, mit 3 Gruppen roter Tropfen.	fehlt	
Glimmer (120 × 78 × 0,22 mm), 12 mm über Harzoberfläche in freier Luft						
29	+30 Ni	25	24,5	gelb, außen mit gelben Strahlenbüscheln	2 rötliche Kreise	
30	-30	"	25	gelb, roter Ring (26 mm) Mitte gelbe Kreisläche (10 mm)	gelbe Kreisläche (26 mm) gelber Kreis (10 mm)	
Gipskristall (92 × 77 × 0,5 mm)						
31	+40 mm Ni	22	32*	gelb, mit 9 staubfreien Tropfen	gelber Kreis (10 mm), gelbe Kreisläche (10 mm)	
32	+30 Pt	40	43	Mitte staubfreie Kreisläche (16 mm)	gelber Kreis (6 mm)	
33	+30	"	13*	staubfrei, mit staubfreien Tropfen rot, mit 8 roten Tropfen staubfreier Ring (4 mm)	gelber Kreis (5 mm) auf gelber Kreisläche (28 mm) gelbe Kreisläche (4 mm)	
34	-40 Ni	33	33	gelb, Mitte gelber Stern roter Ring (35 mm)	2 gelbe Kreise (32 und 13 mm) gelbe Kreisläche (35 mm)	
35	-30 Pt	18	30*	staubfrei, roter Kreis (20 mm),	rot und gelbe Kreisläche (30 mm),	



38	+30	"	12	18*	rot, mit 8 roten staubfreien Ring (10 mm)	auf gelber Kreisfläche (38 mm)
34	-40	Ni	22	32	gelb, Mitte gelber Stern roter Ring (35 mm)	2 gelbe Kreise (32 und 12 mm) gelbe Kreisfläche (35 mm)
35	-30	Pt	18	30*	staubfrei, roter Kreis (20 mm), Mitte gelber Stern von 6 Kreisen	rot und gelbe Kreisfläche (30 mm), Mitte roter Stern
36	-20	"	13	35	gelb, innen und außen roter Gürtel mit gelben und staubfreien Strahlen- büscheln	gelb und rote Kreisfläche (20 mm)
37	+30	Pt	30	28	staubfreier Ring (10 mm), Mitte gelbe Kreisfläche	2 gelbe Kreise (20 und 10 mm)
Gipskristall (32 × 38 × 0,6 mm)						
38	+20	"	15	35	gelb	gelber Kreis (15 mm), rote Kreisfläche (15 mm)
39	-30	"	12	33	gelb	rote Kreisfläche (30 mm)
40	-20	"	18	37	rot	gelbe Kreisfläche (15 mm)
		"	12	18	gelb, roter Kreis (20 mm), Mitte gelb	rote Kreisfläche (12 mm)
		"	12	20*	staubfrei, mit 7 roten Tropfen, schräger gelber Streifen zwischen 2 roten Kreisflächen von 5 mm	gelbe Kreisfläche (20 mm), Mitte staubfrei 2 gelbe Kreise (8 und 2,2 mm), schräger gelber Streifen
Tannenholz, Vorderfläche poliert (95 × 155 × 2 mm)						
41	+40	Ni	22		rot, innen gelber Strahlenkranz mit 2 staubfreien Kreisflächen bei 180°	fehlt
42	+30	Pt	18	45	rot	2 gelbe Kreise (9 und 3 mm)
43	+20	"	13	35	rot	roter Fleck
44	-40	Ni	24	24	rot	rote Kreisfläche (40 mm)
45	-30	Pt	17	19	rot	rote Kreisfläche (30 mm)
46	-20	"	14	14	rot	roter Kreis (10 mm)

an dem roten Berührungskreise der positiven Staubfigur 36 rote Tropfen in den Azimuten  $90^{\circ}$ — $270^{\circ}$  in gleichen Abständen voneinander; und 3 Gruppen roter Tropfen nahe den Azimuten  $0^{\circ}$ ,  $120^{\circ}$ ,  $240^{\circ}$  auf dem roten Berührungskreise der negativen Staubfigur.

Auf dem inneren und äußeren Rande des staubfreien Berührungskreises der positiven Staubfigur vor der dicksten Glimmerplatte (Nr. 1, Tab. VI) lagen abwechselnd in gleichen Abständen voneinander 20 staubfreie Tropfen auf jedem Quadranten bei  $90^{\circ}$  und  $270^{\circ}$ . Bei Wiederholung des Versuches (Nr. 2, Tab. VI) zeigte der Quadrant bei dem Azimut  $0^{\circ}$  keine Tropfen, die anderen 3 Quadranten waren abwechselnd mit je 16 staubfreien Tropfen innen und 16 staubfreien Tropfen außen, in gleichen Abständen besetzt.

Bei den roten Berührungskreisen der positiven Staubfiguren mit derselben Halbkugel von 20 mm neben den Glimmerplatten von 1, 0,5 und 0,16 mm Dicke (Nr. 5, 14, 20, Tab. VI) waren vom Azimut  $60^{\circ}$ — $300^{\circ}$  jeder der 3 Quadranten mit bzw. 5, 11 und 11 staubfreien Tropfen innen und außen besetzt. Die Ordnungszahl der besonders ausgebildeten elektrischen Partialschwingungen sank also bei doppelter Dicke der Zwischenplatte auf etwa die Hälfte. Die Dauer der Schwingungsperiode wird dabei wahrscheinlich verdoppelt.

Bei Nr. 40, Tab. VI war der staubfreie Berührungskreis der negativen Staubfigur vor der dünnsten Gipsplatte innen mit je 7 Tropfen besetzt auf jedem Quadranten zwischen den Azimuten  $45^{\circ}$  und  $315^{\circ}$ . Bei Nr. 33, Tab. VI der rote Berührungskreis der positiven Staubfigur derselben Halbkugel vor der dicken Gipsplatte auf beiden Seiten mit 8 roten Tropfen auf jedem Quadranten zwischen den Azimuten  $0^{\circ}$ — $90^{\circ}$  und  $270^{\circ}$ — $360^{\circ}$ .

*Staubfiguren vor Zwischenplatten mit staubfreien, roten und gelben Kreisflächen, Ellipsen oder mehrstrahligen Sternen.* Innerhalb des Berührungskreises der Halbkugel liegen oft staubfreie, gelbe oder rote Kreisflächen oder elliptische Flächen; zuweilen paarweise zu beiden Seiten der durch den Mittelpunkt des Berührungskreises gelegten Normale der Zwischenplatte.

Rechnet man das Azimut auf dem Berührungskreise wieder von dem der Zwischenplatte zunächst gelegenen Punkte aus, so lagen 2 staubfreie elliptische Flecke in dem gelben inneren Strahlenkranz der positiven Staubfiguren vor der dünnen Glimmerplatte und vor der Holzplatte (Nr. 18 und 41, Tab. VI) im Azimut  $0^\circ$  ähnlich der Photographie Fig. 18, *b*, Taf. III; bei Nr. 43, Tab. VI im Azimut  $180^\circ$ .

6 gelbe Kreisflächen von 3—4 mm Durchmesser umgaben in einer staubfreien Kreisfläche von 24 mm den Mittelpunkt des gelben Berührungskreises der negativen Staubfigur Nr. 30, Tab. VI vor einer dünnen Glimmerplatte in den Azimuten  $0, 60, 120, 180, 240, 300^\circ$ . Bei der negativen Staubfigur einer Halbkugel von 32 mm vor einer Platte aus Quarzglas *B* von  $50 \times 50 \times 3$  mm lagen innerhalb des gelben Berührungskreises ein 4 mm breiter roter Gürtel und am Rande einer zentralen gelben Kreisfläche von 12 mm 3 staubfreie Kreisflächen von 3 mm in den Azimuten  $0, 120, 240^\circ$ . In denselben Azimuten lagen zwei kleinere und eine größere gelbe Kreisfläche auf dem gelben Strahlenkranz innerhalb des gelben Berührungskreises der positiven Staubfigur Nr. 36, Tab. V vor einer runden losen Zwischenplatte aus Schwefel.

Liegen 3, 5, 6, 8 oder 16 staubfreie Kreisflächen nur zum Teil auf der zentralen gelben oder roten Kreisfläche innerhalb des Berührungskreises, so sieht man einen zentralen gelben oder roten Stern mit 3, 5, 6, 8 oder 16 Armen, Zacken oder Strahlen.

In der Mitte des gelben Berührungskreises einer negativen Staubfigur vor der dicken Glimmerplatte lag ein gelber Stern mit 3 Armen im Azimut  $60, 180, 300^\circ$  bei Nr. 9, Tab. VI, ein roter Stern mit 5 Armen im Azimut  $0, 72, 144, 216, 288^\circ$  bei Nr. 8, Tab. VI. Dem letzteren roten Stern entsprach im virtuellen Spiegelbild hinter der Zwischenplatte ein symmetrisch gestalteter gelber Stern gleicher Größe.

In der Mitte des roten Berührungskreises der positiven Staubfigur vor der Flintglasglocke Fig. 15, *a*, Taf. IV lag ein von 6 gelben Kreisflächen gebildeter Stern und auf diesem ein kleiner Stern von 3 gelben Kreisflächen. In der Mitte des roten Berührungskreises der positiven Staubfigur vor der dünnsten Glimmerplatte (Nr. 26, Tab. VI) lag ein Stern von

6 gelben Kreisflächen im Azimut  $0, 60^\circ$  usw., im virtuellen Spiegelbilde hinter der Glimmerplatte ein ähnlicher staubfreier Stern.

Ein roter Stern mit 6 breiten Armen lag in der Mitte des gelben Berührungskreises der positiven Staubfigur vor der Platte aus Quarzglas *A* (Nr. 5, Tab. V); ein von 6 nach außen konvexen Kreisbogen begrenzter gelber Stern in der Mitte des staubfreien Berührungskreises der negativen Staubfigur vor der Gipsplatte Nr. 35, Tab. VI und im virtuellen Spiegelbild hinter der Gipsplatte ein roter Stern von symmetrischer Gestalt.

Die Elektrodenkugel einer Holtz'schen Maschine, eine Hohlkugel von 40 mm Durchmesser aus Messing, mit einer kurzen Messingröhre im Innern, wurde mit der Öffnung von 14 mm Durchmesser auf Kolophoniumwachs gesetzt, im Abstand  $a = 24$  mm neben eine aufgeschmolzene vertikale lackierte Glimmerplatte von  $75 \times 127 \times 0,1$  mm. Die positive Staubfigur vor dem Glimmer zeigte einen roten Berührungskreis, umgeben von einem äußeren Kranze gelber Strahlen, in der Mitte einen schönen gelben Stern mit 8 Armen in den Azimuten  $0, 45, 90^\circ$  usw. Auf der durch die Mitte des Berührungskreises gelegten Normale der Zwischenplatte waren hinter derselben 3 rote Flecke im Abstände  $a_1 = 17, 25$  und  $32$  mm.

In der Mitte des roten Berührungskreises der positiven Staubfigur vor der Zwischenplatte aus Tannenholz Nr. 42, Tab. VI war eine gelbe Kreisfläche von 18 mm mit 8 gelben Zacken in den Azimuten  $90-270^\circ$  besetzt, zwischen den Zacken von 8 nach außen konkaven Kreisbogen begrenzt und so ein 16 strahliger Stern gebildet, ähnlich der Fig. 12, Taf. IV und der Fig. 20, *b*, Taf. III. Gegenüber den 8 Zacken und Kreisbogen des zentralen gelben Sternes lagen außerhalb des Berührungskreises 8 kürzere Zacken und Kreisbogen auf der Innenseite eines Kranzes gelber Strahlen.

Innerhalb des staubfreien Berührungskreises der negativen Staubfigur vor der dünnen Gipsplatte Nr. 40, Tab. VI lagen 2 rote Kreisflächen von 5 mm in den Azimuten  $45$  und  $225^\circ$ . Dazwischen im Mittelpunkt des Berührungskreises ein gelber Streifen normal zur Verbindungslinie ihrer Mittelpunkte (ähnlich der Fig. 10, *e*, Taf. IV); im virtuellen Spiegelbild hinter der Gipsplatte ein symmetrisch gelegener gelber Streifen.

§ 22. *Gekrümmte isolierende Zwischenplatten.* Rückläufige Strahlen treten auch bei elektrischen Staubfiguren mit gebogenen Zwischenplatten auf, doch ist dann nicht mehr  $a = a_1$ , wie aus der folgenden Tab. VII zu ersehen ist.

Tabelle VII.

Elektrische Staubfiguren mit gebogenen isolierenden Zwischenplatten auf Kolophoniumwachs.

Nr.	Erreger, hohle Halbkugel 2 r	a	a <sub>1</sub>	Staubfigur	
				vor	hinter
				Zwischenplatte (Länge × Höhe × Dicke)	Berührungs- kreis
* Glimmer (207 × 90 × 0,07 mm) eben					
1	+20 mm Pt			gelb	fehlt
2	-20     „			rot, Mitte gelber Fleck	gelbe Kreisfläche
* Glimmer (207 × 90 × 0,07 mm), zylindrisch (Radius 69 mm).					
3	+30 mm Pt	25 mm	38 mm	gelb	rot, verwaschen
4	+20     „	15	45	gelb	3 rote konzent. Ringe
5	+10     „	15	32	gelb	rot, verwaschen
* Glimmer (130 × 40 × 0,06 mm) gebogen					
6	+30 mm Ni	20 mm	68 mm	gelb	roter Fleck
Tiegel aus Quarzglas A (34 × 46 × 0,7 mm)					
7	+32 mm Ms	17 mm	15 mm	gelb	roter Kreis
8	-32     „	16		gelb	gelber Fleck
Tiegel aus Quarzglas B (45 × 28 × 3 mm)					
9	+32 mm Ms	23 mm	24 mm	rot	roter Fleck
10	-32     „	23	5	gelb	roter Fleck

Bei den Beobachtungen Nr. 1 und 2 war die dünne Glimmerplatte eben und bei Nr. 3—5 zu einem Zylinder gebogen auf das Kolophoniumwachs in einem geerdeten Zinkteller von 500 × 400 × 3 mm lose aufgesetzt. Der obere Rand des Glimmers war dabei mit einem dünnen Kautschukring auf der Außenfläche eines Flintglaszylinders von 138 mm Durchmesser und 80 mm Höhe befestigt. Der Glimmerzylinder be-

rührte die Harzoberfläche in einem 207 mm langen Kreisbogen. Auf der durch die Mitte des Kreisbogens gelegten Normale seiner Sehne lagen im Abstand  $a$  und  $a_1$  von seiner Mitte die Mittelpunkte des Berührungskreises vor und der konzentrischen roten Ringe hinter dem Glimmerzylinder (Nr. 4, Tab. VII). Bei Nr. 6 waren die Enden des gebogenen Glimmerstreifens an 2 vertikalen in einem Holzbrett steckenden Stecknadeln befestigt. Die Basis des gebogenen Glimmerstreifens war also kein Kreisbogen.

Bei den Tiegeln aus Quarzglas geben die eingeklammerten Zahlen den Durchmesser der Öffnung, die Höhe und die Wandstärke in Millimetern. Der umgekehrte Tiegel wurde mit der erwärmten Öffnung auf der Harzoberfläche festgeschmolzen. Die Halbkugel wurde mit einem Funken geladen, isoliert abgehoben, die Harzfläche bestäubt. Der Tiegel wurde durch einen kurzen Schlag auf den Zinkteller gelöst, mit der Hand abgehoben und die Harzfläche von neuem bestäubt. Bei dem Abklopfen des Tiegels änderte sich die schon vorhandene negative Staubfigur, indem an einzelnen Stellen des äußeren Randes des Berührungsrings des Tiegels mehrere rote Tropfen auftraten, in gleichen Abständen voneinander. Die Strahlen der positiven und negativen Staubfigur waren scheinbar verzögert durch die Tiegelwand hindurchgegangen. Vor und hinter der Tiegelwand lag bei Nr. 7 ein staubfreier Saum von 3 und 2 mm Breite, bei Nr. 8 von 5 und 2 mm Breite. Der staubfreie Raum vor dem Tiegel war von einer geraden Sehne des Berührungskreises der erregenden Halbkugel begrenzt bei Nr. 7, 8 und 10; bei Nr. 9 von 9 nach außen konvexen kleinen Kreisbogen, welche einen größeren Kreisbogen bildeten.

§ 23. *Der staubfreie Raum in den elektrischen Staubfiguren vor den Zwischenplatten.* In dem Kranze gelber radialer Strahlen, welche bei den positiven Staubfiguren von dem Berührungskreise der erregenden Halbkugel nach innen und außen ausgehen, liegt vor der Zwischenplatte ein staubfreier Raum, welcher häufig von einem Kreisbogen begrenzt ist, wie in Fig. 20, a, Taf. III. Dieser staubfreie Kreisabschnitt scheint das Spiegelbild der auffallenden kreisförmig begrenzten Strahlen zu sein, welche ohne Reflexion hinter der Zwischenplatte liegen würden. Kreisförmige Wellenberge auf einer Wasserfläche

werden an einer ebenen vertikalen festen Wand so reflektiert, daß der reflektierte Kreisbogen von dem hinter der Wand gelegenen virtuellen Spiegelbild des Wellenzentrums in der ebenen, spiegelnd gedachten Wand herzukommen scheint. Der reflektierte Wellenberg oder Kreisbogen hat denselben Radius, wie der fehlende, durch die reflektierende Wand abgeschnittene direkte Wellenberg oder Kreisbogen. In Fig. 20, *a*, Taf. III hat nun der Kreisbogen, welcher den staubfreien Raum vor der Zwischenplatte begrenzt, seinen Mittelpunkt hinter der Zwischenplatte in einer Entfernung  $a_2$  von dieser, die größer ist als  $2a$ , als der doppelte Abstand des Mittelpunktes der erregenden Halbkugel von der Zwischenplatte. Man könnte also allenfalls annehmen, die positiven Strahlen der elektrischen Staubfigur wären verzögert worden bei der Reflexion an der Zwischenplatte, und die reflektierten Strahlen hätten die Wirkung der direkten Strahlen aufgehoben und die Harzoberfläche unelektrisch gemacht. Aber gelbe positive Strahlen von entgegengesetzter Richtung, welche gleichzeitig, oder zu verschiedenen Zeiten aufeinander treffen, zerstören sich nicht, wie ich § 4 und 12 (Fig. 13, *a*, Taf. II; Fig. 9, *a*, 10, *a*, *c*, Taf. IV) gezeigt habe, sondern geben einen negativ elektrischen roten Streifen auf der Harzoberfläche, normal zu der Richtung der aufeinander treffenden Strahlen, zwischen ihren zusammenstreichenden Köpfen. Diese Annahme ist also zu verwerfen.

Der staubfreie Raum war ein Kreisabschnitt wie in Textfigur 22, *a* vor folgenden Zwischenplatten:

Tabelle VIII.

Nr.	Erreger Halbkugel $2r$	Der staubfreie Raum war ein Kreisabschnitt (Fig. 22, <i>a</i> ) vor Zwischenplatten aus
		auf Kolophoniumwachs ( $500 \times 400 \times 3$ mm)
1	+ 32 mm	Glimmer ( $136 \times 50 \times 0,07$ mm)
2	20	Schellack (1 mm Dicke)
3	30	Quarz ( $45 \times 13 \times 3$ bis 2 mm)
4	20	Quarzprisma ( $32 \times 15 \times 3$ bis 0,1 mm)
5	30	
6	30	Tannenholz ( $95 \times 155 \times 2$ mm)
		auf sehr dünnem Kolophoniumwachs
7	20	Glimmer ( $102 \times 125 \times 0,16$ mm)
		auf Paraffin
8	20	Glimmer ( $125 \times 101 \times 0,22$ mm)



Vor der Zwischenplatte aus Tannenholz Nr. 6 reichte der den staubfreien Raum begrenzende Kreisbogen bis zur Mitte des Berührungskreises, bei dem Glimmer Nr. 7 auf der dünnen Harzschicht war seine Kuppe noch weiter von der Zwischenplatte entfernt. In beiden Fällen lag das Zentrum dieses Kreisbogens näher an der Zwischenplatte als das virtuelle Spiegelbild der Mitte des Berührungskreises hinter der Zwischenplatte. Es war also  $a_2 < a_1$ , während gewöhnlich  $a_2 > a_1$  ist. Es wäre also hier bei Nr. 6 und 7 eine Beschleunigung, bei Nr. 1—5 und 8 Tab. VIII eine Verzögerung der reflektierten positiv elektrischen Strahlen bei Reflexion an der Zwischenplatte anzunehmen, wenn man den staubfreien Kreisabschnitt vor der

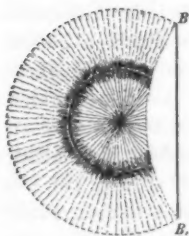


Fig. 22, a.

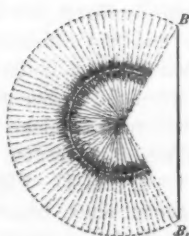


Fig. 22, b.

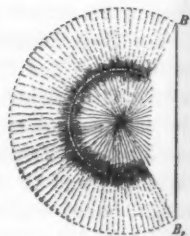


Fig. 22, c.

Zwischenplatte durch ein Zusammenwirken oder eine Interferenz direkter und reflektierter elektrischer Strahlen auffassen wollte.

Aber der staubfreie Raum vor der Zwischenplatte hat häufig auch andere Gestalt als ein Kreisabschnitt. Er kann auch die Gestalt eines Dreiecks, eines Parallelogramms oder unregelmäßige Gestalt haben. Größe und Form dieses staubfreien Raumes wechseln mit dem Stoff und den Dimensionen der Zwischenplatte. Bei dickeren Zwischenplatten ist dieser staubfreie Raum oft, statt von einem Kreisbogen, von 2 Radien der Staubfigur begrenzt, welche vom Mittelpunkt des Berührungskreises bis zu den Enden der Zwischenplatte oder bis zu zwei gleich weit von diesen Enden entfernten Punkten der Zwischenplatte reichen.

Tabelle IX.

Nr.	Erreger, Halbkugel 2 r	Der staubfreie Raum bildete ein gleichschenkliges Dreieck (Fig. 22, b) auf Kolophoniumwachs (500 × 400 × 3 mm) vor Zwischenplatten von	
1	+30 mm	*Glimmer (75 × 120 × 1,02 mm)	Tab. VI, Nr. 6
2	30	" (75 × 120 × 0,54 mm)	
3	20	" (75 × 75 × 0,22 mm)	
4	32	" (75 × 75 × 0,17 mm)	
5	30	Glimmer (32 × 75 × 0,06 mm)	
6	40	*Gips (80 × 80 × 3,7 mm)	
7	30	" (92 × 77 × 0,5 mm)	
8	20	Quarzglas A (20 × 45 × 1 mm)	Tab. V, Nr. 1
9	32	*Quarzglas A (20 × 45 × 1 mm)	" , " 3
10	32	" (45 × 20 × 1 mm)	" , " 5
11	30	*Hartgummi (310 × 2 mm)	" , " 34

Bei der Zwischenplatte aus dünnem Glimmer (207 × 90 × 0,07 mm) Nr. 1, Tab. VII umfaßte der von zwei verlängerten Radien des Berührungskreises begrenzte staubfreie Raum etwa 90° der Basis der Halbkugel. Jedoch waren die normal oder mit kleinen Einfallswinkeln auf die Zwischenplatte auffallenden gelben Strahlen nur geschwächt, und noch deutlich zu erkennen innerhalb und außerhalb des Berührungskreises (Textfigur 23).

Der staubfreie Raum war vor Platten der Tab. X von einer Sehne des Berührungskreises parallel der Zwischenplatte und zwei verlängerten Radien des Berührungskreises begrenzt, wie in Textfigur 22, c.

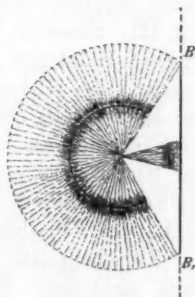


Fig. 23.

Tabelle X.

Nr.	Erreger, Halbkugel 2 r	Der staubfreie Raum bildete ein Paralleltapez (Fig. 22, c) auf Kolophoniumwachs (500 × 400 × 3 mm) vor Zwischenplatten aus	
1	+30 mm	Glas (48 × 28 × 1,2 mm)	Tab. V, Nr. 16
2	20	Paraffin (105 × 85 × 2)	" , " 20
3	30	Quarz (45 × 13 × 3 bis 2)	" , " 25
4	30	Bernstein (30 × 15 × 3 bis 0,3)	" , " 26
5	40	*Glimmer (75 × 120 × 1,02)	Tab. VI, Nr. 1
6	20	*Gips (92 × 77 × 0,5)	" , " 33

Statt von einer Sehne des Berührungskreises konnte der staubfreie Raum auch von Azimut  $+45^\circ$  bis  $-45^\circ$  durch ein Stück des Berührungskreises oder eines kleineren gelben Kreises begrenzt sein vor einer Zwischenplatte aus paraffiniertem Glimmer von 0,3 mm Dicke auf einer Paraffinplatte oder vor der Gipsplatte Nr. 31, Tab. VI auf Kolophoniumwachs.

Vor Zwischenplatten aus Hartgummi war der staubfreie Raum gelegentlich unregelmäßig durch mehrere Kreisbogen oder eine Wellenlinie begrenzt, statt durch eine Sehne des Berührungskreises.

Würde der staubfreie Raum vor der Zwischenplatte nur von den an ihr reflektierten Strahlen herrühren, so müßte er stets von einem Kreisbogen begrenzt sein, was häufig nicht der Fall ist, wie aus vorstehenden Tabb. IX und X hervorgeht.

Hinter der Zwischenplatte lag zuweilen ebenfalls ein staubfreier Raum, wie in Fig. 21, Taf. III; zuweilen eine Reihe gelber Strahlen normal zur Zwischenplatte, wie in Fig. 20, a, Taf. III; zuweilen beides. Durch Influenz der positiv elektrischen Halbkugel wird die Vorderfläche der Zwischenplatte negativ, die Hinterfläche positiv elektrisch. Von der Basis der Hinterfläche gehen dann die eben erwähnten gelben positiven Strahlen aus, welche ich oben (§ 19) sekundäre Strahlung der Hinterfläche genannt habe. Die sekundäre Strahlung und die Fernwirkung der durch Influenz negativ elektrischen Vorderfläche der Zwischenplatte können die positive Staubfigur vor der Zwischenplatte modifizieren, reichen aber meiner Meinung nach nicht aus, die so verschieden gestalteten staubfreien Räume vor der Zwischenplatte zu erklären.

Ich werde unten (§ 25) zeigen, daß die Gestalt des staubfreien Raumes von rückläufigen elektrischen Strahlen abhängt, welche von den elektrischen Schwingungen in der Zwischenplatte erzeugt werden.

§ 24. *Rückläufige reflektierte Strahlen bei positiven und negativen Staubfiguren mit ebenen und gekrümmten Zwischenplatten aus Metall.* Da in Fig. 22, a, Taf. III hinter einer Zwischenplatte aus Aluminium ein symmetrisches Bild  $A_1$  der Staubfigur  $A$  vor der Zwischenplatte angedeutet ist, so habe ich eine Reihe metallischer Zwischenplatten untersucht, welche neben der erregenden Halbkugel auf Kolophoniumwachs oder

Pech oberflächlich aufgeschmolzen oder lose aufgesetzt waren. Die Beobachtungen finden sich in der folgenden Tab. XI p. 926—929 zusammengestellt. Die Bezeichnung und Anordnung entspricht der Tab. V mit isolierenden Zwischenplatten.

Die Resultate sind dieselben wie mit isolierenden Zwischenplatten, doch sind die Staubfiguren hinter den Zwischenplatten aus Metall matter und weniger deutlich ausgeprägt, als hinter denen aus isolierendem Material.

Bei den Zwischenplatten aus Drahtgeflecht Nr. 25—29 ist in Klammern Länge und Höhe der Platte, sowie die Drahtdicke in Millimetern angegeben. Die symmetrisch gelegene Staubfigur hinter der Zwischenplatte war rot und um so weniger verwaschen, um so deutlicher, je feiner der Draht und die Maschen des Drahtnetzes waren.

Bei Nr. 39—42 wurde die 200 mm lange dünne Zinkplatte mit einem Kautschukring auf einem Glasring von 138 mm Durchmesser befestigt, die Basis des Zinkzylinders in der Harzoberfläche fest geschmolzen und nach dem Erstarren des Harzes der Glasring entfernt.

Die Einzelheiten der Staubfiguren *A* vor der Zwischenplatte waren in den symmetrischen Staubfiguren *A*, hinter der Zwischenplatte gut zu erkennen bei Nr. 1, 3, 5, 10, 15, 19, 43, 48, 52.

Bei Nr. 4 umschloß ein 2,5 mm breiter roter Gürtel innerhalb des gelben Berührungskreises vor der Mg-Platte eine staubfreie Kreisfläche von 15 mm Durchmesser. Außerhalb des Berührungskreises lag ein staubfreier Ring von 40 mm äußerem Durchmesser. Nahezu im virtuellen Spiegelbild dieser Vorderfigur lagen hinter der Mg-Platte auf einer roten Kreisfläche von 38 mm konzentrisch 2 gelbe Kreise von 15 und 4 mm Durchmesser. Einer gelben Ellipse von  $6 \times 4$  mm auf der staubfreien Kreisfläche der Vorderfigur entsprach eine symmetrisch gestaltete und symmetrisch zur Zwischenplatte gelegene gelbe Ellipse auf der roten Kreisfläche der Hinterfigur. Die Verbindungslinie der Ellipsenmitten war normal zur Basis der Zwischenplatte.

Bei Nr. 13 war die Zinkplatte in zwei vertikale Schlitzte zweier Holzklötze von  $25 \times 105 \times 50$  mm eingeschoben und mit diesen lose auf die Harzoberfläche aufgesetzt. Nach dem Ab-

Tabelle IX.

Elektrische Staubfiguren neben metallischen Zwischenplatten auf Harzplatten.

Nr.	Erreger, hohle Halb- kugel 2 r mm	Aufgeschmolzene oder lose* Zwischenplatten (Länge × Höhe × Dicke)	a mm	a <sub>1</sub> mm	Staubfigur		Rückläufige Strahlen
					vor	hinter	
Berührungskreis							
Auf Kolophoniumwachs (500 × 400 × 2 bis 3 mm)							
1	+32 Ms	Aluminium (115 × 115 × 0,115 mm)	a = a <sub>1</sub>		gelb	gelb, verzerrtes symm. Spiegelbild	
2	-30 Ni	"	20	(19)	gelb	undeutlich	
3	+20 "	Magnesium (123 × 68 × 0,5)	25	34	rot	roter Kreis (20 mm)	
4	-20 "	"	25	23	2 gelbe Flecke gelb, 2 staub- freie Ringe (außen 15 u. 40)	2 rote Flecke 2 gelbe Kreise (4 u. 15) rote Kreisfläche (38)	
5	+32 Ms	Zink (100 × 200 × 0,1)	a = a <sub>1</sub>		gelbe Ellipse (6 × 4)	gelbe Ellipse (6 × 4)	
6	"	" (102 × 100 × 0,11)	a = a <sub>1</sub>		gelb	rot, symm. Spiegelbild	
7	+32 Ms ber.	" blank (100 × 100 × 0,1)	22,8	34	gelb	rot, schwach angedeutet	
8	+40 Ni	" (300 × 300 × 0,6)	35	33	gelb	rote Kreisfläche (32)	
9	-40 "	"	35	35	rot	gelbes u. rotes symm. Spiegelbild undeutlich	
10	+30 "	"	24	24	gelb	undeutliches symm. Spiegelbild gelb u. rot, gutes symm. Spiegel-	
11	+30 Ni	"	31	31	gelb	gelb u. rot, gutes symm. Spiegel-	
12	"	"	a = a <sub>1</sub>		gelb	gelb, deutliches symm. Spiegelbild	



Tabelle XI (Fortsetzung).

Elektrische Staubfiguren neben metallischen Zwischenplatten auf Harzplatten.

Nr.	Erreger, hohle Halb- kugel 2 r mm	Aufgeschmolzene oder lose* Zwischenplatten (Länge $\times$ Höhe $\times$ Dicke)	a mm	a <sub>1</sub> mm	Rückläufige Strahlen	
					Staubfigur	
					vor	hinter
					Zwischenplatte	
					Berührungs- kreis	
Auf Kolophoniumwachs (500 $\times$ 400 $\times$ 2 bis 3 mm)						
28	+ 20	Pt		15	13,5	gelber Kreis (9), Mitte gelber Stern
29	- 20	"		15	15	gelber Kreis (8)
30	+ 10	Pt		a = a <sub>1</sub>		rot, undeutlich
31	+ 20	Ni		11	11	gelbes symm. Spiegelbild (ver- waschen)
32	"	"		19	28	gelb
<i>Drahtnetze</i>						
33	+ 32	Ms		26	26	2 zarte rote Kreise
34	"	"		28	32	roter Kreis
35	"	"		a = a <sub>1</sub>		rote Kreisfläche angedeutet
36	"	"		25	25	rot
37	- 20	Ni		17	17	gelber Kreis Mitte gelb





heben von Zinkplatte und Holzklötzen und dem Bestäuben waren die Berührungsflächen der Holzklötze von gelben Rechtecken  $25 \times 50$  mm eingefast, mit gelben Strahlenbüscheln an den Ecken. Auf der Fläche jedes Rechtecks lagen gelbe Strahlenbüschel an den Enden der Zinkplatte. Die rote Berührungslinie der Zinkplatte war auf einer Hälfte mit roten Tropfen von 6 mm Abstand besetzt, auf beiden Seiten von 2 staubfreien Streifen und vielen gelben parallelen Strahlen normal zur Zinkoberfläche umgeben. Hinter der Zinkplatte lagen außer der roten Kreisfläche im virtuellen Spiegelbild des Berührungskreises noch 2 gelbe Kreise, gegenüber  $\frac{1}{4}$  und  $\frac{3}{4}$  der Berührungslinie der Zinkplatte, in 70 mm Entfernung von dieser.

Ähnlich lagen hinter der großen losen Zinkplatte ohne Holzklötze Nr. 16, zu beiden Seiten des gelben Kreises im virtuellen Spiegelbild des Berührungskreises, 2 rote Kreisflächen, deren Mittelpunkte 30 und 32 mm von der Berührungslinie der Zinkplatte und 120 mm voneinander entfernt waren.

Bei Nr. 14 und 15 war nur an einem Ende der Zinkplatte ein Holzklötz angebracht und die Zinkplatte mit diesem lose auf die große Harzplatte aufgesetzt, deren obere und untere Fläche etwa  $2,5^\circ$  gegeneinander geneigt waren, bei einer mittleren Dicke von 2 mm. Bei Nr. 14 umschloß der rote, mit 48 roten Tropfen besetzte Berührungskreis der Halbkugel eine gelbe Kreisfläche mit radialen Strahlen, auf welcher in den beiden Quadranten vom Azimut  $60^\circ$ — $240^\circ$  eine Ellipse von  $20 \times 15$  mm lag, mit der großen Achse im Azimut  $60^\circ$ . Die lange Achse der Ellipse lag nahezu normal zur Schneide des Keils aus Kolophoniumwachs. Die Fläche der Ellipse war mit rotem Staub bedeckt, in der Mitte stärker, als am staubfreien Rande. In der Mitte der roten Ellipsenfläche lag ein dickerer roter Kreis von 3 mm. Außen war der Berührungskreis von einem Kranze 35 mm langer radialer Strahlen umgeben, deren Fußende gelb, deren Kopfende staubfrei war. Das staubfreie Kopfende fehlte gegenüber der Zinkplatte. Die rote Berührungslinie der Zinkplatte war auf der einen Hälfte nächst dem Holzklötz auf Vorder- und Hinterseite, auf der anderen Hälfte nur auf der Vorderseite mit vielen roten Tropfen besetzt, welche in der Mitte der Berührungslinie

10 mm, an den Enden der Berührungslinie 6 mm voneinander entfernt waren. An den Enden der Berührungslinie lagen 2 runde rote Tropfen mit staubfreiem Saum, zu beiden Seiten derselben zwei 5 mm breite staubfreie Streifen, welche sich in der Nähe der vielen roten Tropfen verbreiterten (ähnlich wie in Fig. 22, c, Taf. III), und außen mit vielen parallelen gelben Strahlen von 25 mm Länge besetzt waren. Diese parallelen Strahlen hatten gelbe oder staubfreie Köpfe. Vor den Köpfen des äußeren Strahlenkranzes und der parallelen gelben Strahlen war die Harzoberfläche rot gefärbt. Die gelben radialen Strahlen am befestigten Ende der Zinkplatte bedeckten auch die Berührungsfläche des Holzklotzes, deren Peripherie auf der dem Zink zugewandten Seite rot, auf den 3 anderen Seiten gelb gefärbt war. An den 4 Ecken der Berührungsfläche lagen gelbe Strahlenbüschel.

Der helle klatschende Ladungsfunken hatte die Halbkugel etwa in halber Höhe im Azimut  $225^\circ$  getroffen. Etwas später — vielleicht  $\frac{1}{4}$  Sekunde später — war dann ein Funken von der Halbkugel zu der 14 mm entfernten Zinkplatte übersprungen. Die elektrischen Schwingungen hatten also recht lange gedauert und war wohl dabei die Stelle mit größter elektrischer Spannung auf dem Berührungskreis fortgewandert.

Hinter der Zwischenplatte lagen 3 konzentrische gelbe Kreise von 4, 8 und 12 mm Durchmesser, im Abstand  $a_1 = 48$  mm von der Berührungslinie der Zinkplatte. Im virtuellen Spiegelbild der roten Ellipse vor der Zinkplatte lag hinter der Zinkplatte eine symmetrisch gestaltete gelbe Ellipse mit staubfreiem Fleck in der Mitte. Außerdem eine ähnliche zweite symmetrische gelbe Ellipse mit einem zentralen gelben Kreise von 3 mm und einem staubfreien Fleck in der Mitte. Die 95 mm lange Verbindungslinie der Mittelpunkte der roten Ellipse vor und der zweiten gelben Ellipse hinter der Zinkplatte war nahezu normal zur Schneide des Keils von Kolophoniumwachs.

Bei Wiederholung des Versuchs mit einer kleineren Halbkugel von 30 mm auf einer dünneren Stelle derselben Harzplatte (Nr. 15, Tab. XI) war der rote Berührungskreis innen und außen von einem roten Gürtel und dieser von einem Kranz gelber radialer Strahlen umgeben. Die äußeren gelben Strahlen

fehlten auf dem Quadranten nahe dem Azimut  $0^{\circ}$  zunächst der Zinkplatte.

Der von dem inneren Kranze gelber radialer Strahlen bedeckten zentralen Kreisfläche von 20 mm vor der Zwischenplatte entsprach in symmetrischer Lage hinter der Zwischenplatte eine von einem schmalen gelben Kreise begrenzte rote Kreisfläche gleicher Größe, dem breiten roten Ringe vor der Zwischenplatte ein ähnlicher roter Ring hinter der Zwischenplatte. Neben der in der Mitte roten, an den Enden staubfreien Berührungslinie der Zinkplatte lag auf beiden Seiten ein roter Saum, in der Mitte 4 mm und an den Enden 8 mm breit, auf beiden Seiten mit vielen parallelen gelben Strahlen von 4 mm Länge besetzt, normal zur Zinkoberfläche. Die Berührungslinie der Zinkplatte war am freien Ende auf beiden Seiten, am befestigten Ende auf der Vorderseite mit gelben positiven Strahlenbüscheln besetzt, in 5 und 10 mm Abstand voneinander. Diese gelben positiven Strahlenbüschel hatten also gleiche Lage und gleichen Abstand voneinander, wie die analog gelegenen Tropfen mit staubfreiem Saum an der Berührungslinie der Zinkplatte bei der positiven Staubfigur mit der größeren Halbkugel von 40 mm, entsprachen elektrischen Partialschwingungen von gleicher Periode.

Staubfreie Räume habe ich beobachtet bei positiven Staubfiguren vor Zwischenplatten aus Zink bei Nr. 8, 9, 11, 13; aus Eisen bei Nr. 19, 48; aus Kupfer bei Nr. 50; aus Drahtnetzen bei Nr. 33—37.

Die dünnen vertikalen Zinnplatten Nr. 24—29 hingen an horizontalen Glasstäben und waren unten an jeder Ecke mit einem Kitttropfen am Harzkuchen festgeschmolzen. Transversale Wellen liefen über das dünne Metallband, wenn der Ladungsfunke von der Leidener Flasche zur Platinhalbkugel übersprang.

§ 25. *Woher rühren die Strahlen der positiven und negativen elektrischen Staubfiguren?*

Nach den im vorstehenden beschriebenen Versuchen breiten sich elektrische Strahlen oder Wellen in sehr kurzer Zeit — einem kleinen Bruchteil einer Sekunde — von den Berührungspunkten der durch einen positiven oder negativen Funken elektrisierten Hohlzylinder, hohlen Halbkugeln oder Vollkugeln

aus Metall nach allen Seiten auf der oberen Fläche der dünnen Schichten von Pech, Harz, Paraffin, Schwefel, Glimmer, Glas u. a. aus, während gleichzeitig auf der unteren Fläche über der geerdeten Metallplatte eine ähnliche Welle mit der entgegengesetzten Elektrizität verläuft. Diese Strahlen erregen in den Isolatoren Felder schnell wechselnder elektrischer Kraft oder eine schnell wechselnde elektrische Polarisation des Dielektrikums.

Nach meinen Versuchen über die Dauer des elektrischen Schattens<sup>1)</sup>, welchen feste und flüssige Isolatoren auf die mit Glimmlicht bedeckte Elektrode einer Holtzschen Maschine werfen, dauert es 2—10 Sekunden und mehr, bis die Dielektrika den Endzustand der Polarisation erreicht haben. Die Geschwindigkeit, mit welcher die Polarisation in den horizontalen dünnen Schichten von Pech usw. und in den vertikalen aufgeschmolzenen Zwischenplatten (§§ 19 und 24) auftritt, muß Intensität und Vorzeichen der elektrischen Kraft bestimmen auf der Oberfläche der dünnen Platten von Pech usw. in verschiedener Entfernung vom Berührungspunkte der Metallkugeln und Zylinder. Aber beide müßten unabhängig sein vom Vorzeichen der Elektrizität oder der elektrischen Kraft. Die Strahlen der positiven und negativen Staubfigur müßten sich in derselben Zeit gleich weit ausbreiten auf dünnen Schichten ohne und mit aufgeschmolzener Zwischenplatte. Da dies nicht den beobachteten Tatsachen entspricht, so ist die Erklärung der Staubfiguren durch langsam auftretende elektrische Polarisation zu verwerfen.

Da die positiven und die negativen Staubfiguren auf dünnen Schichten des verschiedensten Materials denselben Charakter und dieselben Verschiedenheiten zeigen, so müssen von den positiv und negativ elektrischen Metallkugeln oder Zylindern verschiedene elektrische Strahlen ausgehen.

Von der Oberfläche eines Metalls wird elektrisierte Materie fortgeschleudert in der Richtung normal zur Oberfläche, Metallteilchen, Luft, die Bestandteile der ionisierten Luft oder die in den Poren des Metalls enthaltenen Stoffe oder deren Dissoziationsprodukte. Je weniger Masse und je

1) G. Quincke, Berl. Sitzungsber. 1895. I. p. 525.

größere Oberfläche diese materiellen Teilchen haben, um so weiter müssen sie fliegen unter sonst gleichen Bedingungen. Da die Ringe der negativen Staubfigur stets kleineren Halbmesser haben, als die der positiven Staubfigur unter sonst gleichen Bedingungen, so müßten die negativ elektrischen Büschel aus schweren fortgeschleuderten Metallteilchen, die positiv elektrischen Büschel aus leichten Teilchen, Luft, ionisierter Luft, oder sehr leichter unbekannter Materie bestehen, welche in den Poren des Metalls enthalten ist, oder aus ihm ausgeschieden wird.

Die fortgeschleuderten Teilchen können kleiner, viel kleiner sein, als die Poren der Zwischenplatten. Die aufgeschmolzenen Zwischenplatten wirken wie ein Sieb, welches die kleineren Teilchen durchläßt, die größeren zurückhält. Verstopft man die Poren mit einer aufgeschmolzenen Substanz, z. B. mit Paraffin, so gehen die fortgeschleuderten Teilchen nicht mehr hindurch.

Die längs der festen Harzoberfläche fortgeschleuderten Teilchen bilden in der Luft Wirbel, welche sich gegenseitig anziehen und abstoßen, welche die in der Luft schwebenden Teilchen an bestimmten Stellen zu Gruppen anhäufen<sup>1)</sup> und so die tropfenförmigen Gebilde der negativen und die verästelten und schraubenförmigen Röhren der positiven Staubfiguren bilden. Die schwebenden Teilchen gehen durch die größere Zentrifugalkraft an die Außenseite des Wirbels, wenn sie wie die Metallteilchen schwerer als Luft sind. Sie bleiben im Centrum der rotierenden Luftmassen, wenn sie leichter sind, als Luft. Die Metallteilchen an der Außenseite des Wirbels können bald am Kopfende, bald am Fußende des Wirbels zahlreicher sein und bei der Berührung mit der Harzoberfläche diese elektrisieren. In der That beobachtet man an den Tropfen oder pilzförmigen Gebilden der negativen Staubfigur die stärkere rote Färbung bald am Kopfende, bald am Fußende des Wirbels oder Tropfens, mit denen der Berührungskreis besetzt ist.

Ähnlich ist es mit den Wirbeln der positiven Strahlen, welche gewöhnlich in größerer Entfernung vom Berührungskreis

1) G. Quincke, Verh. d. Ges. Deutscher Naturf. u. Ärzte. Düsseldorf 1899. II. 1. p. 27.

kreis gelb gefärbte Röhren mit runden Köpfen bilden und in staubfreie Röhren mit runden Köpfen übergehen.

Diese Strömungen und Wirbel elektrischer materieller Teilchen oder Emanationen können von der horizontalen Oberfläche der Harzschicht übergehen auf die vertikale Vorderfläche der aufgeschmolzenen Zwischenplatten und sich hier ähnlich ausbreiten, wie auf der horizontalen Oberfläche der Harzschicht, wie die Versuche §§ 19 und 20, Figg. 13 und 14, Taf. IV zeigen.

Die einzelnen Ringe, welche ich häufig bei positiven radialen Strahlen (Fig. 17, *a*, Taf. III), seltener bei negativen radialen Strahlen (Fig. 7, Taf. I) beobachtet habe, beweisen einen periodischen Wechsel der elektrischen Kraft an der Oberfläche des Dielektrikums, welche von den elektrischen Schwingungen in den Metallkappen herrührt.

Die Periode dieser elektrischen Schwingungen hängt, ähnlich wie bei den Schwingungen der Zungenpfeifen, ab von den Dimensionen der Metallkappe, der Kapazität des von Metallkappe, Harzplatte (Dielektrikum) und geerdetem Metallteller gebildeten Kondensators, der elektrischen Leitfähigkeit der Harzplatte und der Geschwindigkeit, mit welcher die Teilchen des Dielektrikums den elektrischen Polarisationszustand annehmen oder verlieren.

Neben der elektrischen Grundschiwingung können gleichzeitig elektrische Partialschwingungen mit kleinerer Schwingungsdauer auftreten, wie die an beiden Seiten des Berührungskreises der Metallkappe in gleichem Abstand voneinander auftretenden gelben Büschel (Fig. 7, *d*, Taf. IV) und roten Tropfen (Fig. 8, *a—h*, Taf. IV) beweisen.

Leitende und isolierende Zwischenplatten in der Nachbarschaft der Metallkappe beeinflussen die Periode der elektrischen Schwingungen und begünstigen das Auftreten elektrischer Partialschwingungen von bestimmter Schwingungsdauer in den einzelnen Teilen des Kondensators und der Zwischenplatten.

Will man den Abstand der parallelen gelben und roten Kreisbogen auf der unteren Fläche der Hartgummi- und Glasplatte, p. 134, § 12, als halbe Wellenlänge elektrischer Wellen auffassen, so würden durch diese Staubfiguren sehr kurze Wellen bis zu 5 oder 2 mm Wellenlänge nachgewiesen sein.



Die durch Influenz der elektrischen Metallkappen auf der Vorder- und Hinterfläche der vertikalen metallischen oder isolierenden Zwischenplatten erregte freie Elektrizität erzeugt hier *sekundäre elektrische Strahlen*, ein ähnliches Abschleudern von Materie normal zur Oberfläche, wie an elektrisierten Metallflächen. Es ist ähnlich der sekundären Strahlung, welche Kathodenstrahlen (Röntgenstrahlen) an der Glaswand der evakuierten Gefäße oder der sogenannten Antikathode erzeugen.

Die freie Elektrizität der Vorder- und Hinterfläche der Zwischenplatten kann die fortgeschleuderten positiv und negativ elektrischen Teilchen abstoßen oder anziehen, deren Geschwindigkeit vergrößern oder verkleinern, die gelben Strahlen ablenken oder neben der Zwischenplatte verlängern oder verkürzen, je nach der Phase der elektrischen Schwingungen, während welcher die fortgeschleuderten elektrischen Teilchen in den Wirkungsbereich dieser freien Elektrizität kommen.

Sowohl elektrische Schwingungen als auch Emanationen von Materie, welche von den durch einen Funken elektrisierten Metallkugeln oder Metallkappen ausgehen, können an der Grenzfläche zweier Dielektrika reflektiert werden oder die Grenzfläche durchdringen, von einer dünnen porösen Zwischenplatte teilweise reflektiert, teilweise durchgelassen, teilweise absorbiert werden.

Wären die Strahlen der positiven oder negativen elektrischen Staubfiguren von elektrischen Schwingungen erzeugt, so müßten sie bei gleicher Schwingungsperiode von derselben dünnen vertikalen Zwischenplatte gleich gut absorbiert oder gleich gut durchgelassen werden, während meine Versuche zeigen, daß bald positive, bald negative Strahlen, bald beide Arten von elektrischen Strahlen von derselben Zwischenplatte durchgelassen oder zurückgehalten werden.

Ich glaube daher, daß *die positiven und negativen elektrischen Strahlen gleichzeitig elektrische Schwingungen und Emanationen materieller Teilchen enthalten oder aus beiden bestehen*.

Da die Staubfiguren ähnliche Formen zeigen, wenn auf derselben Harzschicht nebeneinander mehrere positive oder negative elektrische Staubfiguren *gleichzeitig* oder *nacheinander* erzeugt werden, so können sie nicht durch Interferenz von

elektrischen Wellen oder das Aufeinandertreffen von Emanationen, Luft- oder Flüssigkeitsströmungen oder strömende Materie erzeugt sein. Man muß ihre Ursache in einer bleibenden Polarisierung des Dielektrikums suchen, welche von kurz dauernden elektrischen Kräften hervorgerufen wird, nach dem Verschwinden der elektrischen Kraft bestehen bleibt und durch neu auftretende, gleich oder entgegengesetzt gerichtete Kräfte verstärkt oder geschwächt oder ganz aufgehoben werden kann.

Wenn beim Nähern einer Metallkugel mit  $+E$  auf vorbestäubten Harzflächen die gelben radialen Strahlen zuerst nahe der Metallkappe und dann bei weiterem Nähern von neuem in größerer Entfernung von der Metallkappe auftreten, so werden die positiv elektrischen Teilchen von der zuerst elektrisierten positiv elektrischen Harzfläche in der Nähe der Metallkappe abgestoßen, und gelangen erst später an unelektrische Stellen der Harzfläche, an die sie ihre positive Ladung abgeben können.

Die rückläufigen elektrischen Strahlen, welche bei der Reflexion an dünnen isolierenden Zwischenplatten auftreten, erklären sich durch elektrische Induktion. Das Auftreten und Verschwinden elektrischer Kräfte oder elektrischer Verschiebungsströme im Dielektrikum der Zwischenplatten erregt elektrische Kräfte entgegengesetzter und gleicher Richtung, analog den Induktionsströmen in Metalldrähten, welche wir Schließungsstrom und Öffnungsstrom nennen.

Während der abklingenden elektrischen Schwingungen, welche der Ladungsfunkle in der Halbkugel erregt hat, gehen von der Basis und der Oberfläche der Halbkugel Strahlen wechselnder elektrischer Kraft aus, oder elektrische Wellen mit longitudinalen Schwingungen. Elektrische Verschiebungen in den einzelnen Teilchen des Dielektrikums, parallel der Ausbreitungsrichtung der longitudinalen Wellen erregen in den benachbarten Teilchen des Dielektrikums parallel der Ausbreitungsrichtung durch Induktion Verschiebungsströme, welche sich als longitudinale Wellen rückwärts und vorwärts in negativer und positiver Richtung fortpflanzen. Die ersteren bilden die rückläufigen Strahlen. Beide interferieren mit den direkten Strahlen oder longitudinalen Wellen. Je nach der Richtung der letzten elektrischen Schwingung, deren Intensität noch

ausreicht, eine bleibende elektrische Polarisierung in der Harzplatte zu erzeugen oder eine schon vorhandene elektrische Polarisierung gerade aufzuheben, werden positiv oder negativ elektrische oder unelektrische Stellen an der Harzoberfläche zurückbleiben, gelbe oder rote oder staubfreie Staubfiguren entstehen.

Mit zunehmender Dicke der vertikalen Zwischenplatte wächst die Intensität der rückläufigen Strahlen, aber auch die Absorption derselben in der Zwischenplatte. Die dünnen Zwischenplatten müssen also eine gewisse, nicht zu große Dicke haben, um ein Optimum der Wirkung zu erhalten.

Daß die Staubfiguren hinter der Zwischenplatte von den an der Hinterfläche reflektierten elektrischen Strahlen und den dadurch erregten rückläufigen Strahlen herrühren, folgt aus den Versuchen mit keilförmigen Zwischenplatten Nr. 24—33 Tab. V.

Ebenso wie die an der Hinterfläche reflektierten Strahlen müssen auch die in die Zwischenplatte eingedrungenen elektrischen Strahlen vor der Reflexion an der Hinterfläche rückläufige Strahlen erzeugen.

Man hätte also *rückläufige Strahlen erster und zweiter Art* zu unterscheiden, je nachdem sie aus den in die Zwischenplatte eingedrungenen Strahlen vor oder nach der Reflexion an der Hinterfläche entstanden sind.

*Die rückläufigen Strahlen erster Art* interferieren mit den von der erregenden Halbkugel ausgehenden Strahlen, ändern dadurch die wechselnden elektrischen Kräfte auf der Halbkugel an deren Basis und in deren Umgebung. Sie bestimmen zusammen mit den sekundären Strahlen — welche von der durch Influenz erregten Vorderfläche der Zwischenplatte ausgehen — die wechselnde Gestalt der Vorderfigur und des staubfreien Raumes innerhalb und außerhalb des Berührungskreises der Halbkugel vor der Zwischenplatte.

Die direkten reflektierten und rückläufigen Strahlen werden beim Durchgang durch die Zwischenplatte absorbiert oder geschwächt. Um so mehr, je länger der Weg ist, welchen sie durchlaufen. Die rückläufigen Strahlen erster und zweiter Art sind also schwach, wenn sie eine zu dicke Schicht der Zwischenplatte zu durchlaufen haben, d. h. unter kleinen Winkeln gegen die Oberfläche der Zwischenplatte geneigt sind.

Die Dicke bzw. die Einfallswinkel, bei welchen die rückläufigen

Strahlen anfangen unsichtbar oder unmerklich zu werden; hängen von der Periode der elektrischen Schwingungen ab, von der Größe der Halbkugel, dem Stoff und den Dimensionen der Zwischenplatte und der Harzschicht. Bei zu kleinen Dicken oder zu kleinen Einfallswinkeln fehlen die rückläufigen Strahlen erster Art, und auf dem staubfreien Raume vor der Zwischenplatte sind für diese kleinen Einfallswinkel die direkten Strahlen noch sichtbar, wie bei der langen Zwischenplatte aus dünnem Glimmer Nr. 1, Tab. VII (Textfig. 23).

Die *rückläufigen Strahlen zweiter Art* erzeugen die Hinterfiguren, die symmetrisch gestalteten und symmetrisch gelegenen Staubfiguren hinter der Zwischenplatte. Je nach der Größe der von den rückläufigen Strahlen zweiter Art herrührenden elektrischen Kraft, welche noch eine bleibende Änderung der elektrischen Ladung der Harzoberfläche hervorrufen kann, wird die Hinterfigur hinter der Zwischenplatte den verschiedenen wechselnden Schwingungszuständen der erregenden Halbkugel entsprechen und nur in seltenen Fällen wird die Hinterfigur das vollständige symmetrische Abbild der Vorderfigur sein, bald gelb, bald rot, bald staubfrei. Und da jeder Ladungsfunk in der Halbkugel eine Reihe abklingender elektrischer Schwingungen erregt, so treten die rückläufigen Strahlen bei positiven und negativen Ladungsfunk auf. Roten oder gelben Stellen der Staubfigur vor der Zwischenplatte können gleichfarbige oder ungleichfarbige oder staubfreie Stellen in der Staubfigur hinter der Zwischenplatte entsprechen, im virtuellen Spiegelbild der Vorderfigur.

Dabei ist zu berücksichtigen, daß nicht bloß *die Größe der elektrischen Kraft, sondern auch die Geschwindigkeit, mit welcher die elektrische Kraft steigt oder abfällt*, die elektrische Ladung der Harzoberfläche bestimmt.

Da auch Zwischenplatten aus Metall rückläufige elektrische Strahlen zweiter Art erzeugen, müssen in ihnen auch rückläufige Strahlen erster Art entstehen. Alles was im Vorstehenden von isolierenden Zwischenplatten gesagt wurde, gilt auch von metallischen Zwischenplatten.

Sowohl periodisch wechselnde positiv und negativ elektrische Emanationen, als auch longitudinale elektrische Schwingungen, welche durch isolierende und metallische Zwischen-

platten hindurchgehen, könnten in den Zwischenplatten wechselnde elektrische Kräfte und dadurch elektrische Verschiebungsströme oder elektrische Ströme induzieren und rückläufige Strahlen erster und zweiter Art erzeugen.

Aber Zwischenplatten aus Paraffin geben rückläufige Strahlen erster und zweiter Art, obwohl sie für die elektrischen Strahlen der positiven und negativen Staubfigur undurchlässig sind (Tab. V, Nr. 20—23, 44—45). Die rückläufigen Strahlen unterscheiden sich also qualitativ von den nahe der Harzoberfläche durch die Zwischenplatten hindurchgegangenen Strahlen. Die rückläufigen Strahlen rühren her von longitudinalen elektrischen Wellen, die nahe der Harzoberfläche durch die Zwischenplatte hindurchgegangenen Strahlen von elektrischen Emanationen, welche die vom Ladungsfunken erregte metallische Halbkugel aussendet.

Ob neben den longitudinalen Wellen auch noch Emanationen und neben den Emanationen auch noch longitudinale Wellen eine geringe Wirkung ausüben, müssen weitere Versuche lehren. Für die gleichzeitige Wirkung beider spricht, daß im allgemeinen die rückläufigen Strahlen bei der Reflexion der Strahlen der positiven Staubfigur mit größerer Intensität auftreten, als bei Reflexion der Strahlen der negativen Staubfigur, und daß die Strahlen der positiven Staubfigur leichter oder tiefer in die Zwischenplatten einzudringen scheinen, als die der negativen.

Möglicherweise ist die Ursache der anormalen und sechseckförmigen Staubfiguren, welche der Ladungsfunken der hohlen metallischen Halbkugel in deren Umgebung auf der Harzoberfläche erzeugt (Figg. 4, 5, Taf. I; Figg. 10, *b*, 11, *b*, 14, Taf. II; Fig. 7, Taf. IV), auch in den rückläufigen Strahlen zu suchen, welche in dem Hartgummi, Pech usw. durch die direkten, von der Halbkugel ausgehenden Strahlen erregt werden.

Den Herren Professor Dr. Rud. Weber und Dr. Ernst Müller spreche ich für die freundliche Hilfe bei Herstellung der Photographien meinen besten Dank aus.

Heidelberg, den 30. August 1909.

(Eingegangen 16. Februar 1910.)

## 2. Versuche über drahtlose Telegraphie mit verschiedenen Antennenformen; von Franz Kiebitz.

(Mitteilung aus dem Kaiserlichen Telegraphen-Versuchsamt.)

Inhalt: 1. Einleitung. — 2. Methoden und Apparate. — 3. Eine senkrechte Antenne mit einer isolierten Gegenantenne. — 4. Verschiedene Formen senkrechter Antennen mit isolierten Gegenantennen. — 5. Verschiedene Formen senkrechter Antennen mit Erdleitung. — 6. Mehrere senkrechte Antennen. — 7. Wagerechte Antennen. — 8. Erdantennen. — 9. Ergebnisse.

### 1. Einleitung.

Man hat in der drahtlosen Telegraphie versucht, die Reichweite der Stationen dadurch zu vergrößern, daß im Sender größere Energiemengen aufgewendet werden, und ist bis zu Leistungen von ungefähr 50 Kilowatt gelangt. Damit ist die Technik vorläufig an einer Grenze der Möglichkeiten angelangt, die einmal gegeben ist durch die Schwierigkeiten, die auftretenden hohen Spannungen bei jeder Witterung zu isolieren, zweitens durch die Schwierigkeiten, die starken Ströme, die auf solchen Stationen im Spiele sind, im Takte der Morsezeichen wirksam zu unterbrechen.

Man ist in den letzten Jahren infolgedessen dazu übergegangen, größere Reichweiten dadurch zu erstreben, daß man Systeme verwendet, die die gegebene Maschinenenergie möglichst sparsam ausnutzen, d. h. in Hertzsche Wellen transformieren. Außer der Umwandlung von mechanischer Energie in die Energie von Gleichstrom oder langsamem Wechselstrom kommt es darauf an, folgende Prozesse auf möglichst hohe Wirkungsgrade zu bringen: erstens die Umwandlung des langsamen Wechselstromes oder des Gleichstromes in Schwingungen, zweitens die Erzeugung von Hertzschen Wellen durch die Schwingungen (Wirkungsgrad der Antenne).

Im Empfänger liegt in ähnlicher Weise das Problem vor, mit möglichst hohem Wirkungsgrade die ankommenden freien Wellen umzusetzen in Schwingungen, weiter diese Schwingungen auf irgend einem Wege in Gleichstrom oder langsamen Wechselstrom zu verwandeln. Wie hohe Wirkungsgrade dieser einzelnen Energieumwandlungen bisher erreicht worden sind und von einer weiteren Entwicklung der drahtlosen Telegraphie erwartet werden dürfen, habe ich vom Standpunkte der Technik an anderer Stelle ausgeführt.<sup>1)</sup>

Es kommt bei dem ganzen Vorgange von der Abgabe bis zur Aufnahme der Zeichen im Grunde darauf an, alle Teilprozesse möglichst umkehrbar zu leiten, so daß ein möglichst großer Teil des im Sender aufgewandten Gleichstromes (langsamen Wechselstromes) im Empfänger in Form von Gleichstrom (langsamem Wechselstrom) wiedergewonnen wird. Große Gesamtwirkungsgrade, die eine Energieübertragung auf große Entfernungen möglich erscheinen lassen, sind dabei von vornherein nicht zu erwarten, solange es nicht gelingt, die Strahlung in eine Richtung zu konzentrieren.

Eine Frage, die weder theoretisch noch experimentell bisher einigermaßen gelöst ist, ist die Frage nach den Wirkungsgraden von Antennen, d. h. nach demjenigen Bruchteil der in der Sendeantenne verbrauchten Energie, der wirklich in Strahlung umgesetzt wird und nicht in Wärme.

In der Praxis haben sich verschiedene Antennenformen als günstig erwiesen. Von vornherein ist zu erwarten, daß eine Antenne ein um so größeres Strahlungsdekrement für dieselbe Wellenlänge besitzt, je höher sie ist, weil sie sich dann der Form des geradlinigen Hertzschen Senders am besten annähert, der die günstigsten Strahlungsbedingungen aufweist. Doch ist es theoretisch bisher nicht gelungen, eine Abhängigkeit der Strahlungsdekremeute von der Antennenform numerisch zu berechnen. Gelingt dies, so könnte man aus dem berechneten Strahlungsdekrement und dem gemessenen Gesamtdenkrement (Strahlung und Verluste) den Wirkungsgrad finden. Tatsächlich ist es unbekannt, ob die Antennen der Praxis Wirkungsgrade von 1 Promille oder von 90 Proz. besitzen. Man ist darum

1) F. Kiebitz, Elektrotechn. Zeitschr. 30. p. 222. 1909.



darauf angewiesen, aus den Reichweiten, die man mit verschiedenen Antennenformen erzielen kann, auf den Wirkungsgrad der Antennen Rückschlüsse zu ziehen. In dieser Absicht sind die Versuche ausgeführt worden, die in der vorliegenden Abhandlung beschrieben werden. Sie ergeben gleichzeitig einige experimentelle Beiträge zur Kenntnis der Wirkung der Erde in der drahtlosen Telegraphie sowie über gerichtete drahtlose Telegraphie mit Hilfe von Interferenzerscheinungen.

Die Versuche sind ausgeführt worden im Juli 1908 im Gelände bei Buckow südlich Berlin, im Oktober 1908 bei Mittenwalde südlich Berlin, im Juli und August 1908 im Gelände zwischen Herzfelde und Müncheberg östlich Berlin und im November 1909 bei Gransee nördlich von Berlin.

Bei der Ausführung bin ich unterstützt worden durch die Herren K. Bangert, C. Fischer und J. Jordan.

## 2. Methoden und Apparate.

Versuche mit großen Stationen besitzen den Nachteil, daß es kaum möglich ist, in kurzer Zeit die Versuchsbedingungen zu ändern, ohne daß sich inzwischen Witterungsverhältnisse, die von Einfluß sein könnten, auch geändert haben. Auch fordert das Arbeiten über große Entfernungen einen außerordentlichen Aufwand, und es ist schwer, reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten.

Andererseits sind die Beobachtungen, die mit Laboratoriumsmodellen angestellt werden, wegen der Beeinflussung kleiner Wellen durch Gebäudeteile nicht immer beweisend für die Verhältnisse der drahtlosen Telegraphie.

Infolgedessen wurden *Feldstationen* verwendet, die alle wesentlichen Bestandteile von großen Stationen enthielten und dabei klein genug waren, um leicht transportiert werden zu können und um eine sichere Isolation für alle auftretenden Spannungen zu gestatten. Sie besaßen eine Reichweite von mehreren Kilometern, so daß es möglich war, gleichmäßiges und für Radfahrer schnell erreichbares Gelände für die Versuche zu verwenden und mit Wellenlängen zu arbeiten (ungefähr 100 und 200 m), die klein gegenüber den benutzten Entfernungen waren.

Es wurde bei allen beschriebenen Versuchen mit gekoppelten Systemen gearbeitet. Um die Ergebnisse, die in verschiedenem Gelände zu verschiedenen Zeiten mit verschiedenen Antennenformen angestellt wurden, vergleichbar zu machen, wurden durchgehend im Sender genau die gleichen Primärkreise verwendet, im Empfänger genau die gleichen Detektorkreise, so daß sich die Stationen nur durch verschiedene Luftleiter unterschieden.

Von der Einrichtung der *Sendestation* gibt Fig. 1 ein Bild. Als Stromquelle wurde verwendet eine Batterie von vier bis sechs großen Beutelementen *E* der Firma Siemens & Halske.

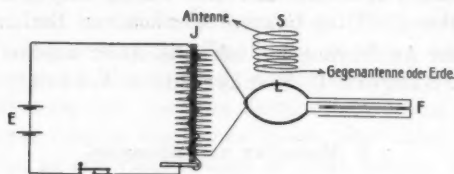


Fig. 1.

Diesen Elementen wurden 25 Watt entnommen, d. h. wenn etwa sechs Elemente mit einer Spannung von 9 Volt arbeiteten, so wurde der Unterbrecher des Induktoriums so einreguliert, daß ein Gleichstrom-Amperemeter im Speiestrom 2,8 Amp. anzeigte, oder wenn vier Elemente mit 6 Volt verwendet wurden, so wurde die Stromstärke auf 4,2 Amp. einreguliert.

Das Induktorium *J* war ein kleines Instrument der Firma Leppin & Masche. Es lud mit einem Wirkungsgrad von 40 Proz. zwei parallel geschaltete Leidener Flaschen *F* von einer Kapazität von je  $C = 4000 \text{ cm}$  ungefähr. Die Flaschen entluden sich durch einen Schließungskreis *L* über eine kleine Zinkfunkenstrecke.<sup>1)</sup> Der geschlossene Schwingungskreis *FL* wurde auf 100 m Wellenlänge abgestimmt; in diesem Falle bestand der Schließungskreis *L* aus einem 5 mm dicken Kupfering von 10 cm Durchmesser. Das Dämpfungsdekrement dieses Kreises war 0,11.

1) Vgl. F. Kiebitz, Verhandl. der Deutsch. Physik. Gesellsch. 10. p. 937. 1908.

Wurde mit 200 m Wellenlänge gearbeitet, so erhielt der Schließungskreis  $L$  drei Windungen.

Magnetisch gekoppelt wurde dann mit dem Primärkreis eine Zylinderspule  $S$  von geeigneten Abmessungen, deren oberes Ende zur Antenne führte, während das untere an eine Erdleitung oder an eine isolierte Gegenantenne geführt war. Alle verwendeten Antennen wurden an 10 m hohen Masten (Telegraphenstangen oder Bambusstäben) errichtet. Ebenso dienten für die Empfangsstationen durchgehend 10 m hohe Masten.

Die Empfangsstation bestand stets aus einer Antenne und einer Gegenantenne, die an die Enden einer Spule angeschlossen waren; diese war so bemessen, daß das ganze System eine Eigenschwingung von 100 bzw. 200 m besaß. Mit der Spule wurde magnetisch gekoppelt ein aperiodischer Detektorkreis (Fig. 2), bestehend aus einer übergeschobenen Zylinderspule  $S$  von zehn Windungen (7 cm Durchmesser bei der 100 m-Station, 11 cm bei 200 m Wellenlänge), einem Bleiglanzdetektor  $D$  und einem Glimmerkondensator  $C$  von 5000 cm Kapazität zur Blockierung der Telephonströme. Parallel zu diesem Kondensator war das Telephon  $T$  geschaltet.<sup>1)</sup>

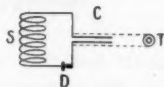


Fig. 2.

Die Luftleiterspule mit dem Detektorkreise war in einer Lederkapsel untergebracht, die  $\frac{1}{2}$  kg schwer war und vom Beobachter getragen wurde. Eine 10 m hohe zusammenlegbare Bambusstange sowie die Antenne und Gegenantenne wurden von einem radfahrenden Telegraphenarbeiter mitgeführt.

Die benutzten Bleiglanzdetektoren wurden täglich auf größte Empfindlichkeit reguliert, indem die Zeichen der Station Norddeich und teilweise auch die Zeichen der Berliner Stationen des Telegraphenversuchsamtes aufgenommen wurden.

Beide Stationen telegraphierten täglich unter genau den gleichen Bedingungen. Die Konstanz der Zeichen der Station Norddeich ist so groß, daß es im Laufe eines Jahres nicht möglich gewesen ist, Verschiedenheiten der Empfangsintensität auf den Stationen in Berlin festzustellen.

1) K. Bangert, Physik. Zeitschr. 11. p. 126. 1910.

### 3. Eine senkrechte Antenne mit einer isolierten Gegenantenne.

Die benutzten Stationen erhielten nach Möglichkeit die von Drude geforderten Abmessungen und stellen eine Vergrößerung der Modelle dar, die Drude für Vorlesungszwecke konstruiert hat, und die ich früher <sup>1)</sup> beschrieben habe.

a) Der offene Schwingungskreis (Fig. 3) bestand bei der Verwendung einer Wellenlänge von 100 m aus einer Koppelungsspule *S* von folgenden Abmessungen: Ein gummiisolierter

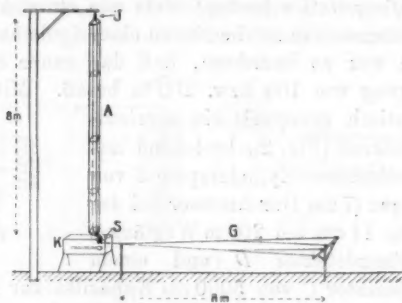


Fig. 3.

Draht von 7 m Länge, der ohne Isolation 0,8 mm, mit Isolation 2,6 mm dick war, wurde auf einen Preßspanzylinder von 6,5 cm Durchmesser gewickelt, in einer Lage von 9,1 cm Höhe.

An das obere Spulenende war angeschlossen eine vertikale, 8 m lange Antenne *A*, die isoliert (Hartgummistab *J*) an einer 10 m hohen Telegraphenstange aufgehangen wurde. Sie hatte quadratischen Querschnitt und bestand aus vier 1 mm starken Kupferdrähten von 14 cm Abstand.

Die Gegenantenne *G* bestand aus einem Drahtfächer von 8 m Länge, der 1 m über der Erde isoliert ausgespannt war und eine Fläche von ungefähr 6 qm bedeckte. Er war über 10 cm lange Hartgummistäbe an Holzpfählen angebunden. Durch geringe Änderungen der Fächerbreite wurde das ganze System auf die gewünschte Wellenlänge von 100 m abgestimmt.

1) F. Kiebitz, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Ges. 10. p. 386. 1908.

In den Stationskasten  $K$  (Fig. 3) mit Primärkreis und Koppelungsspule waren die Zuführungen zur Antenne und Gegenantenne durch Ebonitplatten eingeführt.

Die Empfangsstationen besaßen einen kongruenten Luftleiterkreis, bestehend aus denselben Spulen, denselben Antennen und denselben Gegenantennen.

b) Die *Koppelung* zwischen Flaschenkreis und Luftleiterkreis war magnetisch. Wurde die stärkste geometrisch erreichbare Koppelung hergestellt, indem die Spule des Antennenkreises symmetrisch im primären Schließungskreise aufgestellt wurde, so wurden zwei Koppelungswellen bei 88 und 112 m gemessen; dem entspricht der Koppelungsgrad

$$K = \frac{\lambda_1^2 - \lambda_2^2}{\lambda_1^2 + \lambda_2^2} = 0,20 \dots \text{ (20 Proz. Koppelung).}$$

Wurde losere Koppelung eingestellt, so ließen sich mit einem dritten, extrem lose gekoppelten Kreise (Wellenmesser mit dem ungefähren Dämpfungsdekrement 0,035) noch zwei Koppelungswellen erkennen bis zu einem Koppelungsgrad  $K = 0,03$ . Für die Beobachtungen wurde 4 Proz. Koppelung eingestellt. In diesem Falle war der Stromeffekt in dem auf 100 m Wellenlänge abgestimmten Wellenmesser am größten<sup>1)</sup>, desgleichen die Lautstärke in einer fern aufgestellten abgestimmten Empfangstation (so genau als sie subjektiv beurteilt werden kann).

Die Koppelung im Empfänger zwischen dem Luftleiterkreise und dem aperiodischen Detektorkreise verursachte eine Verkleinerung der Eigenschwingung des Antennenkreises (offenbar durch Verkleinerung der Selbstinduktion der Luftleiter-spule). Bei der stärksten geometrisch herstellbaren Koppelung sank die Eigenwellenlänge von 100 m auf 85 m; gleichzeitig wurde die Abstimmbarkeit merklich unschärfer.

Aus diesem Grunde erhielt die Luftleiterspule im Empfangssystem nicht 34 Windungen wie die des Senders, sondern 39 Windungen. Alsdann war bei einer mäßig festen Koppelung mit dem aperiodischen Detektorkreise eine scharfe Abstimmung auf 100 m Wellenlänge möglich.

1) Vgl. C. Fischer, Ann. d. Phys. 22. p. 280. 1907.

Wurde die Koppelung loser eingestellt, als dieser „günstigsten“ Stellung entsprach, so wurde gleichzeitig die Erregung des Detektors kleiner und die Eigenschwingung größer. Beide Umstände bewirken, daß die Zeichen der Sendestation verschwinden. Ebenso verschwinden sie bei einer zu festen Koppelung einmal wegen der Verstimmung des Empfangsystems, zweitens wegen seiner größeren Dämpfung.

c) Die Feststellung der *Reichweite* wurde in der Weise ausgeführt, daß die Sendestation zu verabredeten Zeiten nicht verabredete Buchstaben des Morsealphabetes gab, während mehrere Empfangstationen an verschiedenen zugänglichen Stellen des Geländes feststellten, ob sie die Zeichen erkennen konnten oder nicht. Es zeigte sich mit großer Regelmäßigkeit, daß im allgemeinen bis zu 3600 m Entfernung die Zeichen mühelos verstanden werden konnten. In größerer Entfernung wurden sie schwächer und verschwanden in Entfernungen von 3900—4100 m, so daß man die ungefähre Reichweite dieser kleinen Feldstation zu 3,8 km angeben kann.

Diese Entfernung wurde unter sehr verschiedenen Verhältnissen festgestellt. Sie konnte übereinstimmend beobachtet werden beim Telegraphieren über ebenes Gelände und über hügeliges Gelände (25 m Höhenunterschiede), ferner bei 35° Wärme und bei 6° Kälte, bei grellem Sonnenschein, bei bedecktem Himmel und in der Nacht.

d) *Ausnahmen*, die auf die Bodenbeschaffenheit zurückzuführen sind, wurden teilweise beobachtet. Die eine ist beschrieben in den Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 10, p. 943. 1908. Eine zweite wurde bei Herzfelde beobachtet, und ist aus Fig. 4 zu erkennen. Zwei gleiche Sendestationen  $S_1$  und  $S_2$  waren in 3 km Abstand aufgestellt. Die Punkte 1 bzw. 2 bezeichnen Aufstellungen der fliegenden Empfangstationen, in denen die Zeichen von  $S_1$  gehört bzw. nicht gehört werden konnten; ebenso wurden an den Stellen 2 die Zeichen von  $S_2$  verstanden, in 1 nicht verstanden. Um  $S_2$  ist ein Kreis mit 3,8 km Halbmesser beschrieben, um  $S_1$  ein solcher mit 3 km. Die in der Nähe der Kreise beobachteten Punkte sind in der Fig. 4 eingetragen. Man erkennt, daß die Station  $S_1$  nur ungefähr 3 km weit reicht, und zwar nach allen beobachteten Seiten, während  $S_2$  im allgemeinen

die normale Reichweite von 3,8 km aufweist, in der Richtung auf  $S_1$  jedoch nur 3 km. An diesen Beobachtungen wurde nichts geändert, wenn man die Stationen  $S_1$  und  $S_2$  untereinander vertauschte, so daß der Grund für diese Erscheinung in der Bodenbeschaffenheit zu suchen war. Die Station  $S_1$  stand auf einem Tonlager. Wenn man annimmt, wie ich schon bei den zitierten Versuchen von Mittenwalde vermutete,

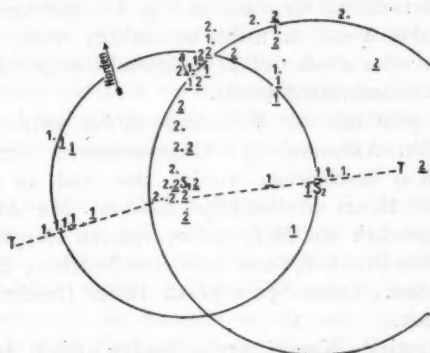


Fig. 4.

daß die Wellenausbreitung durch Tonlager ungünstig beeinflußt wird, so erklärt sich auch diese Ausnahme. Die Beobachtungsstelle  $a$  befand sich innerhalb eines Dorfes zwischen 15 m hohen belaubten Bäumen. Durch Schirmwirkung an Häusern und Bäumen erklärt es sich, daß dort weder von  $S_1$  noch von  $S_2$  Wellen empfangen werden konnten, obgleich außerhalb des Dorfes in größerer Entfernung die Zeichen beider Stationen hörbar waren.

Bei dieser Gelegenheit wurde untersucht, ob ein Gestänge  $T$  mit ungefähr 50 Telegraphenleitungen, das die in der Fig. 4 bezeichnete Lage zu den Stationen  $S_1$  und  $S_2$  hatte, die Ausbreitung der Wellen merklich beeinflusste.

Zu dem Zweck gingen zwei fliegende Empfangsstationen in 50—100 m Abstand nördlich und südlich der Leitung von einer Station zur andern. In jeder Stellung wurde bei gleichem Abstände von beiden Stationen der Detektorkreis so lose gekoppelt, daß die Zeichen der Station soeben unhörbar wurden.



Diese Einstellung wurde als Maß für die Energie der Wellen an dem Aufstellungspunkt betrachtet.

Es ergab sich, daß es in allen Entfernungen von den Stationen  $S_1$  und  $S_2$  vollkommen gleichgültig war, ob diese Einstellung diesseits oder jenseits der Telegraphenleitung vorgenommen wurde, so daß eine von den Leitungen ausgeübte Schirmwirkung nicht festgestellt werden konnte.

Auch verschoben sich die in Fig. 4 eingetragenen Beobachtungspunkte 2 und 2. nicht wesentlich, wenn die Sendestation  $S_2$  statt südlich der Telegraphenleitungen dicht nördlich derselben aufgestellt wurde.

e) Versuche mit der Wellenlänge 204 m wurden zunächst mit denselben Antennen und Gegenantennen vorgenommen, die unter 3 a) beschrieben worden sind und zu der Beobachtung mit 100 m Wellenlänge dienten. Die Abstimmung auf 204 m geschah mit Hilfe einer größeren Koppelungsspule aus demselben Draht, 0,8 mm dick ohne Isolation, 2,4 mm mit Gummiisolation. Diese Spule besaß 10 cm Durchmesser und 57 Windungen.

Die günstigste Koppelung im Sender und in den fliegenden Empfangstationen wurde in ähnlicher Weise eingestellt, wie es unter 3 b) für die Stationen mit 100 m Wellenlänge beschrieben ist.

Nach der Abstimmung auf 204 m Wellenlänge zeigten nun die Stationen mit derselben Erregung im Sender, denselben Antennen und Gegenantennen in Sender und Empfänger und denselben Bleiglanzdetektoren in den Empfangstationen eine Reichweite von 4500 m gegenüber 3800 m bei Verwendung der 100 m langen Wellen. Der unter 3 d) erwähnte störende Einfluß der Tonschicht auf die Wellenausbreitung konnte bei den 200 m langen Wellen nicht konstatiert werden.

f) Ehe die Gründe für die Vergrößerung der Reichweite mit der Wellenlänge besprochen werden, seien noch eine Reihe von Versuchen besprochen, die sowohl mit 100 als mit 204 m Wellenlänge wiederholt bei verschiedenen Aufstellungen vorgenommen wurden.

Nach Zenneck<sup>1)</sup> ist zu erwarten, daß infolge des Auf-

1) J. Zenneck, Ann. d. Phys. 23. p. 860. 1907.

treten horizontaler elektrischer Komponenten bei der Ausbreitung von Wellen über festen Boden, eine schräg gestellte, von der Sendestation abgeneigte Antenne für den Empfang günstiger ist als eine senkrechte.

Diese Schrägstellung konnte bis zu einem Winkel von  $60^\circ$  vorgenommen werden, ohne daß eine Verstimmung des Empfangssystems festgestellt werden konnte; die Antennenspitze befand sich dabei 8,5 m über dem Erdboden. Die Zeichen der Sendestation wurden beispielsweise in 4100 m noch leise gehört, in 4300 m Entfernung nicht gehört. Als dann wurden bei senkrechter Antenne, vorausgesetzt, daß die Antennenspitze wiederum 8,5 m hoch gehalten wurde, in 4100 m Entfernung die Sendestation ebenfalls leise gehört und in 4300 m nicht gehört.

Ferner wurde in 3000 m Entfernung die Antenne in derselben Weise schräg und senkrecht gestellt und der Detektorkreis so lose gekoppelt, daß die Zeichen der Sendestation soeben unhörbar wurden. Diese Grenzeinstellung war unabhängig davon, ob die Antenne schräg oder senkrecht stand.

Daß die nach Zenneck zu erwartende Vergrößerung der Empfangsintensität nicht eintrat, kann seinen Grund entweder darin haben, daß unter den vorliegenden Verhältnissen die wagerechten Komponenten keine großen Bruchteile der senkrechten ausmachen, oder darin, daß durch das Gegengewicht das Feld eine so starke Deformation erleidet, daß die gewünschte Wirkung nicht in die Erscheinung treten kann. Die erste Auffassung wird durch später zu beschreibende Versuche mit wagerechten Antennen gestützt (Abschn. 7).

Wichtig für die Empfangsversuche war, daß die Antennenspitze stets genau in derselben Höhe über dem Erdboden sich befand (9,5 m); ein Senken um  $\frac{1}{2}$  m ließ bereits die Reichweite um mehrere hundert Meter zu klein erscheinen. Bei stürmischem Wetter wurden die Bambusstangen gebogen und es war dann äußerst schwierig, an den Grenzen der Reichweite zu beobachten. Die Abnahme der Empfangsintensität mit der Antennenhöhe hat K. E. F. Schmidt<sup>1)</sup> bereits bei ziemlich kleinen prozentischen Höhenänderungen nachgewiesen.

1) K. E. F. Schmidt, *Physik. Zeitschr.* 8. p. 5. 1907.

Eine Abhängigkeit der Empfangsintensität von der Orientierung des Gegengewichtes habe ich mit dem Telephon in großen Entfernungen niemals festzustellen vermocht.

g) Was die *Erklärung der Reichweitenvergrößerung* durch größere Wellenlänge anlangt, so kommen folgende Gesichtspunkte in Betracht: Sofern im Empfänger Integralwerte des Stromes beobachtet werden, ist die zeitliche Dämpfung der einfallenden Wellen gleichgültig. Ein vom Sender ausgestrahlter Wellenzug von kleiner Amplitude ruft denselben Stromeffect hervor, wie ein kurzer von größerer Amplitude bei gleicher Wellenlänge und bei derselben Energie. Im Empfänger werden Stromintegrale wahrgenommen, sofern der Detektor auf Stromintegrale reagiert. Das experimentelle Kriterium hierfür ist, daß ein schwingungsfähiges Gebilde durch geeignetes Einschalten des Detektors aperiodisch<sup>1)</sup> wird. K. Bangert<sup>2)</sup> hat die Bedingungen beschrieben, unter denen ein Bleiglanzdetektor hierfür geeignet ist. Diese Bedingungen waren bei den vorliegenden Versuchen stets erfüllt. Es darf darum damit gerechnet werden, daß für die Empfangsintensität die Dämpfung und Amplitude eine untergeordnete Rolle neben der ausgestrahlten Energie spielte. Bei gleicher dem Primärkreise zugeführter Energie und gleicher Antennenkapazität werden Verschiedenheiten in der Ausstrahlung bei verschiedenen Wellenlängen wesentlich durch verschiedene Verhältnisse des Strahlungswiderstandes zum gesamten Dämpfungswiderstand hervorgerufen. Eine Korrektion, deren Sinn nicht vorauszusehen ist, tritt ein, weil trotz ähnlicher Koppelung und Antennenkapazität infolge verschiedenen Dämpfungswiderstandes die Stromstärke in den Antennenkreisen mit der Wellenlänge sich ändern kann.

Läßt man als erste Annäherung die Annahme gelten, daß die Antenne bei beiden Wellenlängen dieselbe Schwingungsenergie aufnahm (eine einwandfreie Messung der Stromstärke war nicht ausführbar), so wird ihr Wirkungsgrad gegeben sein durch das Verhältnis des Strahlungswiderstandes zu der Summe aus Strahlungswiderstand und Verlustwiderstand. Der letztere

1) F. Kiebitz, Elektrotechn. Zeitschr. 30. p. 222. 1909.

2) K. Bangert, Physik. Zeitschr. 11. p. 126. 1910.

ist ein Mehrfaches des zwischen Antennenspitze und äußerem Ende der Gegenantenne gemessenen Gleichstromwiderstandes (0,25 Ohm bei 100 m, 0,65 Ohm bei 200 m Wellenlänge). Der Strahlungswiderstand einer Antenne beträgt nach Rüdenberg <sup>1)</sup>

$$80 \pi^2 \frac{l^2}{\lambda^2} \text{ Ohm,}$$

wobei  $\lambda$  die Wellenlänge,  $l$  der Abstand der Ladungen eines äquivalenten Dipols ist. Wie groß  $l$  für den vorliegenden Fall ist, kann kaum annähernd numerisch geschätzt werden, zumal da das Feld in der Umgebung einer in der Nähe der Erdoberfläche angebrachten Antenne wesentlich anders aufzufassen ist als im freien Äther, wie im 5. Abschnitt ausgeführt werden wird. Doch kann  $l$  keinesfalls größer als 8 m sein. Nach Rüdenberg wäre also der Strahlungswiderstand für 100 m kleiner als 5 Ohm, für 200 m kleiner als 1,25 Ohm. Demgemäß müßte der Wirkungsgrad und damit die ausgestrahlte Energie bei der großen Wellenlänge erheblich kleiner sein, d. h. nach der Formel von Rüdenberg wäre eine bedeutende Verkleinerung der Reichweite statt der beobachteten Vergrößerung mit wachsender Wellenlänge zu erwarten gewesen.

Dagegen ist der Ausbreitung der Wellen über der Erdoberfläche die größere Wellenlänge nach Sommerfeld <sup>2)</sup> günstig, insofern als die von ihm eingeführte numerische Entfernung, die den dielektrischen und leitenden Eigenschaften der Erde Rechnung trägt, mit wachsender Wellenlänge kleiner wird.

Was die Wirkung des Empfängers anlangt, so ist nach Rüdenberg <sup>3)</sup> die größtmögliche Energieabsorption um so stärker, je größer die Wellenlänge der einfallenden Strahlung ist. Diese größtmögliche Absorption tritt ein, wenn der durch Koppelung mit dem Detektorkreise verursachte Dämpfungswiderstand gleich dem Strahlungswiderstand ist. Nimmt man also an, daß im vorliegenden Falle die empirisch bestimmte

1) R. Rüdenberg, Ann. d. Phys. 25. p. 453. 1908.

2) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. 28. p. 723. 1909.

3) R. Rüdenberg, Ann. d. Phys. 25. p. 455. 1908.

stimmte günstigste Koppelung diejenige war, bei der die Dämpfung des Luftleiterkreises durch Energieentziehung des gekoppelten Detektorkreises gleich seiner Strahlungsdämpfung war, so ist damit ein zweites Argument zur Erklärung der Vergrößerung der Reichweite mit der Wellenlänge gewonnen.

#### 4. Verschiedene Formen senkrechter Antennen mit isolierten Gegenantennen.

Statt der käfigförmigen Antennen mit quadratischem Querschnitt wurden für die fliegenden Stationen weiterhin fächerförmige Antennen von der in der Fig. 5 angegebenen Form und Größe verwendet. Sie waren der Käfigantenne insofern äquivalent, als sie mit den beschriebenen Koppelungsspulen und derselben Gegenantenne dieselbe Eigenschwingung des Luftleiterkreises von 100 m bzw. 204 m Wellenlänge ergaben. Doch war diese Form für den Transport der fliegenden Stationen geeigneter; statt starrer Drähte wurde biegsame Litze zur Herstellung dieser Fächerantennen verwendet, so daß sie für den Transport auf leichte Holzrahmen aufgerollt werden konnten.

Aus demselben Grunde erhielten die Gegenantennen späterhin die in Fig. 5 gezeichnete Form. Es zeigte sich, daß die Reichweiten bei Verwendung dieser Antenne vollständig ungeändert blieb, d. h. für 100 m Wellenlänge blieben in 3600 m die Zeichen hörbar, und in 4000 m Entfernung waren sie unhörbar, gleichgültig, ob auf der Sende- oder Empfangstation oder auf beiden Stationen die Käfigantennen durch diese fächerförmigen Antennen ersetzt waren.

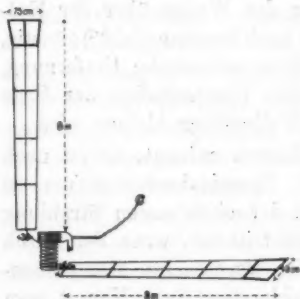


Fig. 5.

Die Größe der Funkenstrecke war übrigens für die Reichweite in weiten Grenzen belanglos. Die Zeichen wurden in 3,6 km Entfernung deutlich gehört, auch wenn die Funkenstrecke von 0,8 mm bis auf 0,5 mm verkleinert wurde; nur

wa  
bei  
Fu  
ver  
gle

we  
wie  
wa  
str  
ele

hin  
zu  
von  
Sei  
ein  
lich  
geb  
Dre  
Du

ver  
geg  
spu  
Du

mit  
klei  
Där  
anc  
dek

Tro  
4,5

Där

war die Tonlage des im Telephon beobachteten Geräusches bei kleiner Funkenstrecke höher, offenbar infolge der größeren Funkenzahl im Sender. Wurde die Funkenstrecke auf 0,8 mm vergrößert, so verschwanden in 3,9 km Entfernung die Zeichen gleichwohl.

Eine noch größere Funkenstrecke konnte nicht erzielt werden; kleinere Funkenstrecken als 0,5 mm waren unwirksam, wie sich schon aus dem Funkengeräusch erkennen ließ. Es war darum nicht notwendig, auf die Regulierung der Funkenstrecke eine besondere Sorgfalt zu verwenden, sofern die Zinkelektroden immer blank geschmiegelt waren.

Mit den Stationen für 204 m Wellenlänge wurden weiterhin Versuche angestellt, die Reichweite von 4,5 km dadurch zu vergrößern, daß die dünne Käfigantenne von quadratischem Querschnitt (14 cm Seitenlänge, Fig. 3) ersetzt wurde durch eine Antenne, die bei gleicher Höhe erheblich größere Kapazität hatte. Sie ist abgebildet in Fig. 6a und besteht aus einem Drahtzylinder von 8 m Länge und 1 m Durchmesser.

Die Gegenantenne wurde entsprechend vergrößert und hatte die in Fig. 6b wiedergegebenen Abmessungen. Die Koppelungsspule hatte 36 Windungen von 10 cm Durchmesser.

Es ist zu erwarten, daß eine Antenne mit größerer Kapazität  $C$  und entsprechend kleinerer Selbstinduktion  $L$  bei demselben Dämpfungswiderstand  $W$  und derselben Schwingungsdauer  $T$  auch ein größeres Dekrement aufweist; denn das Dämpfungsdekrement berechnet sich nach der Formel

$$\delta = \frac{W \cdot T}{2 L} = 2 \pi^2 \cdot \frac{W C}{T}.$$

Trotzdem war die Reichweite dieser Station ebenfalls nur 4,5 km, also nicht größer als bei der dünnen Antenne.

Dieses Resultat erklärt sich, wenn man annimmt, daß der Dämpfungswiderstand  $W$  für beide Antennen wesentlich Strah-

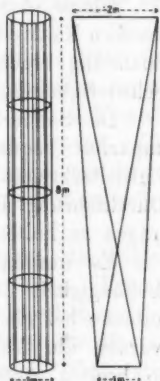


Fig. 6a. Fig. 6b.

lungswiderstand war, und daß der Strahlungswiderstand bei gleicher Maßhöhe nicht von der Antennenkapazität abhängt. In diesem Falle strahlt die große Antenne stark gedämpfte Wellenzüge von großer Maximalamplitude aus, die kleine Antenne schwach gedämpfte Wellenzüge von kleiner Amplitude.

Ist dabei die Energie in beiden Fällen die gleiche, so wird in der Empfangstation ein integrierender Detektor gleich stark erregt. Dagegen ist für einen Indikator, der wie der Fritter auf Momentanwerte anspricht, die große Antennenkapazität im Sender günstig. Dies dürfte der hauptsächlichste Grund dafür sein, daß man in der Praxis möglichst große Antennenkapazitäten verwendet hat und noch verwendet, obgleich der Fritter kaum noch benutzt wird.

Kleine Antennenkapazitäten haben beim Sender auch insofern Nachteile, als sie bei demselben Energieaufwand höhere Spannung ergeben als große Kapazität; damit steigen die Schwierigkeiten, die Antennen hinreichend zu isolieren.

Im Sender und Empfänger ist ferner große Antennenkapazität bequem, um die unvermeidliche Verstimmung des Luftleiterkreises durch benachbarte Leiter (Abspannpardunen, Durchführung durch Panzerdecks) auf prozentisch kleinen Beträgen zu halten.

Es wurden auch Versuche angestellt, um eine etwaige Abhängigkeit der Reichweite von der Größe der Empfangsantenne bei gleicher Masthöhe festzustellen. Zu dem Zweck wurden die fliegenden Stationen vorübergehend mit doppelt so breiten Antennen und Gegenantennen ausgerüstet als in Fig. 5 angegeben ist, und die Spule entsprechend verkleinert. Die erzielte Reichweite betrug jedoch unverändert 4,5 km. Dann wurden für alle weiteren Versuche die fliegenden Stationen in der Form der Fig. 5 beibehalten, weil die kleinen Antennen bequemer zu befördern waren und bei Wind infolge ihres kleineren Gewichtes leichter mit Bambusstangen hoch gehalten werden konnten.

##### 5. Verschiedene Formen senkrechter Antennen mit Erdleitung.

Eine weitere Gruppe von Beobachtungen bezog sich auf die Bestimmung der Reichweiten von Sendestationen, die keine Gegenantenne besaßen, sondern einen Erdanschluß, so daß sie



in Form einer Viertelwelle schwingen mußten. Die Erregung war für alle Stationen die in Abschnitt 1 beschriebene. Die Wellenlänge betrug durchgehend 204 m; für die Empfangsbestimmungen dienten die beschriebenen fliegenden Stationen (Fig. 5).

Bei den verwendeten Sendestationen kam auch bei sehr kleiner Antennenkapazität eine Überanspruchung der Isolatoren nie in Frage, weil stets mit der geringen Leistung von 25 Watt gearbeitet wurde. Aus der Antenne konnten günstigsten Falles 1 cm lange Funken gezogen werden; die zur Isolation verwendeten Ebonitstäbe waren 10 cm lang. Daher ist es möglich, aus Versuchen mit diesen Stationen Schlüsse darauf zu ziehen, inwieweit man durch die Antennenform allein (d. h. abgesehen von allen Isolationsschwierigkeiten) die Reichweite beeinflussen kann.

Bei gegebener Masthöhe kommen zwei extreme Fälle für die Antennenform in Betracht. Der Mast (bzw. seine metallische Verkleidung) hat eine Eigenschwingung, deren Viertelwellenlänge durch die Masthöhe ungefähr bestimmt ist. Die Wellen, mit denen in der drahtlosen Telegraphie gearbeitet wird, wählt man aber zweckmäßigerweise ziemlich groß, zwischen 300 und 3000 m.

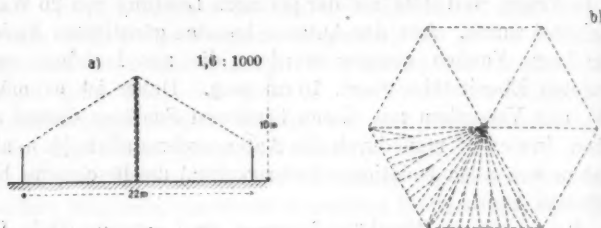
Es bestehen nun zwei extreme Möglichkeiten, die Eigenschwingung des senkrechten Mastes zu vergrößern. Einmal kann man die Kapazität des Gebildes dadurch erhöhen, daß man am Spannungsende, also am oberen Ende des Mastes, große metallische Fächer ausspannt. Auf diese Weise sind die schirm- und T-förmigen Antennen entstanden.

Auf der anderen Seite besteht die Möglichkeit, die Eigenschwingung dadurch zu erhöhen, daß man am unteren stromführenden Ende der Antenne eine Selbstinduktionsspule einschaltet. Diese beiden Fälle wurden in folgender Weise verglichen:

Es wurden *drei Stationen* gebaut, von denen jede einen 10 m hohen Mast als Antennenträger zur Verfügung hatte.

*Die erste Station* (Schirmantenne) war eine ungefähre Nachbildung der Station Nauen im Maßstab 1:10. Der Holzmast war bekleidet mit einer aus Eisen- und Kupferdraht hergestellten Nachbildung des Nauener Turmes. Er hatte die

Form eines dreiseitigen Prismas von 10 m Kantenlänge und 40 cm Kantenabstand. Dieser Mast wurde durch eine große Porzellandoppelglocke gegen die Erde isoliert und war auf einer vergrabenen Holzkiste fundamementiert. Drei durch Porzellankörper unterbrochene Eisendrähte waren in 7,5 m Höhe befestigt und nach Holzpflocken im Erdboden abgespannt. Der Turm trug einen sechsseitigen Schirm (Figg. 7a und 7b), dessen



Figg. 7a und 7b.

äußerer Rahmen ein Sechseck aus Eisendraht von 11 m Seitenlänge und 3,5 m Höhe über dem Erdboden bildete. Der Turm stand dicht neben einem Zelt, in dem die Sendeeinrichtung aufgestellt war. Als Zuführung diente eine 50 cm lange starke Kupferlitze, die zur Isolierung an der Durchführung durch die Zeltwand in einem starkwandigen Druckschlauch steckte.

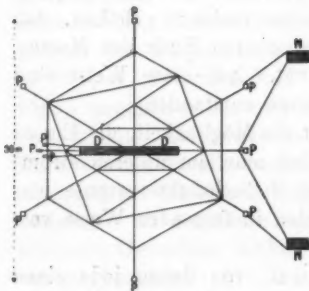


Fig. 8.

Fig. 8 zeigt das Erdleitungsnetz. Es bestand aus zehn ins Grundwasser vergrabenen Zinkplatten *P* von  $\frac{1}{10}$  qm Fläche; zweimal 10 qm engmaschiges Kupferdrahtnetz *N* war in einen benachbarten Sumpf verlegt. Außerdem lagen in der Nähe des Mastes noch 35 qm verzinktes Eisendrahtnetz *D* teilweise vergraben, teilweise auf dem Boden.

Alle Platten und Netze waren untereinander verbunden durch verlötete Eisen- und Kupferdrähte (im ganzen ungefähr 900 m).

Diese Drähte waren  $\frac{1}{4}$  m tief in den Erdboden eingegraben. Das ganze Erdleitungsnetz bedeckte eine achtmal so große Fläche als der Schirm. Ließ man zwischen dem Luftleiter und dem Erdleitungsnetz Funken überspringen, so konnte in der Antenne eine Eigenschwingung von 204 m gemessen werden. Darauf wurde der Primärkreis der oben beschriebenen Sendeeinrichtung auf 204 m abgestimmt und sodann galvanisch mit der Schirmantenne gekoppelt. Zu dem Zwecke wurden  $\frac{1}{8}$  von den drei Windungen des Flaschenkreises zwischen Antenne und Erdanschluß eingeschaltet.

Eine zweite Station mit 10 m hohem Holzmast trug die in Fig. 3 beschriebene kleine Käfigantenne, die an das obere Ende einer Spule angeschlossen war, deren unteres Ende ebenfalls mit einer vergrabenen Erdleitung verbunden war. Die Abmessungen dieser Erdleitung waren jedoch kleiner als bei der Schirmantenne.

Eine dritte Station trug an einem 10 m hohen Holzmast eine zylindrische Käfigantenne von 1 m Durchmesser mit zwölf senkrechten Drähten (Fig. 6a). Diese Antenne war an eine kleinere Spule angeschlossen, deren unteres Ende ebenfalls mit einer Erdleitung verbunden war. Die Spulen der beiden Käfigantennen wurden so bemessen, daß auch die Käfigantennen mit Spule und Erdleitung auf 204 m Wellenlänge abgestimmt waren.

Alle drei Sendestationen wurden mit den oben beschriebenen Stationskästen erregt. Die Koppelung wurde so eingestellt, daß in einem lose gekoppelten dritten Kreise (Wellenmesser mit Hitzdrahtinstrument) der größte Stromeffekt beobachtet wurde.

Außer diesen drei Stationen wurde für die Versuche noch eine Kontrollstation verwendet, welche einen 20 m hohen Holzmast besaß, der als Antenne eine Drahtverkleidung trug. Diese Station diente erstens dazu, täglich die Zeichen der Funkentelegraphenstation Norddeich und von einer Berliner Station des Telegraphen-Versuchsamtes zu empfangen, um die sämtlichen verwendeten Detektoren zu prüfen. Ferner diente diese Antenne dazu, mit einem vierten vorhandenen Stationskasten während der Versuche vom Stationsplatz aus den Beobachtern im Gebäude auf drahtlosem Wege Mitteilungen zukommen zu lassen.

Diese vier Sendestationen wurden in 50 m Abstand neben-

einander aufgestellt; sobald eine Station telegraphierte, wurden auf den drei anderen die Antennen abgeschaltet.

Die Ausführung der Reichweitenbestimmungen geschah in folgender Weise: Zu verabredeten Zeiten, und zwar alle fünf Minuten zwei Minuten lang telegraphierte eine der drei Sendestationen einen Buchstaben des Morsealphabets. Die Beobachter auf den fliegenden Stationen wußten dabei nicht, welche Station gab und welcher Buchstabe zu erwarten war. Sie hatten lediglich die Aufgabe, an verschiedenen Aufstellungspunkten festzustellen, ob sie zu den angegebenen Zeiten ein Zeichen erkannten oder nicht. Für das Resultat kam dann nur in Betracht, ob an einer bestimmten Stelle das Telegraphierzeichen richtig empfangen worden war oder nicht. Aus Lautstärken wurden keine Schlüsse gezogen, weil sie kein objektives Maß für die Empfangsintensität abgeben können.

Es hat sich bei diesen Versuchen herausgestellt, daß bis zu 6 km Entfernung die Zeichen von sämtlichen Stationen gleichmäßig gut empfangen werden konnten. Bei größerer Entfernung hörten die Zeichen auf, wahrnehmbar zu werden, und über 6,5 km hinaus konnten sie nie mehr gehört werden. Bemerkt sei, daß die Grenze der Reichweite für die Station mit 20 m hohem Mast nicht festgestellt worden ist. Sie war jedenfalls auf 8 km noch nicht erreicht.

Aus diesen Versuchen ergeben sich folgende Resultate:

1. Mit wachsender Antennenhöhe wächst die Reichweite.
2. Bei gleicher Antennenform ist die Reichweite einer Station mit Erdleitung größer als die einer Station mit isolierter Gegenantenne.
3. Eine Abhängigkeit der Reichweite von der Form der Antenne konnte nicht nachgewiesen werden.

Das erste Ergebnis ist nicht neu; es dürfte sich dadurch erklären, daß mit wachsender Antennenhöhe das Strahlungsdekrement und damit — gleiche Verlustdämpfung vorausgesetzt — der Wirkungsgrad der Antenne wächst.

Das zweite Ergebnis, daß eine Erdleitung statt einer Gegenantenne die Reichweite vergrößert, stimmt überein mit den bolometrischen Messungen, die Schmidt<sup>1)</sup> über die Wir-

1) K. E. F. Schmidt, Physik. Zeitschr. 8. p. 10 und 621. 1907.

kung von Erdanschlüssen und Gegenantennen im Sender und Empfänger ausgeführt hat. Daß Sachs<sup>1)</sup> das Gegenteil beobachtet hat, erklärt sich zweifellos dadurch, daß sein Erdanschluß (eine Platte von  $20 \times 30$  cm) nicht genügend widerstandsfrei gewesen ist.

Zur Erklärung der Reichweitenvergrößerung durch Erdanschluß dürften folgende Beobachtungen an den Berliner Stationen des Telegraphen-Versuchsamts dienen. Die eine Station<sup>2)</sup> ist ausgerüstet mit einer Antenne, einer Erdleitung und einer Gegenantenne. Die Gegenantenne ist so bemessen, daß ein System Antenne, Spule, Gegenantenne, wenn es zu seiner Eigenschwingung erregt wird, genau in der Mitte der Spule einen Spannungsknoten erkennen läßt. Wird alsdann ein System gebildet, bestehend aus einer Spule, deren oberes Ende an die Antenne angeschlossen ist, während die untere an Erde liegt, so besitzt dieses System eine gewisse Eigenschwingung. Wird statt der Antenne die Gegenantenne angelegt, während die Spule beibehalten wird, so ist die Eigenschwingung dieses Systems dieselbe.

Aus der Selbstinduktion der Spule und der Eigenschwingung kann die ungefähre Kapazität des Systems Antenne-Erde, oder Gegenantenne-Erde bestimmt werden. Diese Kapazität ist naturgemäß für beide Systeme die gleiche. Bestimmt man aber die Kapazität des Systems Antenne-Gegenantenne, so ergibt sich die Hälfte der vorher bestimmten Kapazität. Daraus geht hervor, daß man das System Antenne-Gegenantenne dicht über Erde angeordnet betrachten kann als die Hintereinanderschaltung zweier Kondensatoren, von denen der eine die Antenne und die Erdoberfläche als Belegungen besitzt, der andere die Gegenantenne und die Erdoberfläche. Diese Kapazitätsbestimmungen tragen dem nicht quasistationären Stromverlauf in strahlenden Gebilden nicht Rechnung, geben aber doch einen ungefähren Anhalt für die Vorstellung der Felder in der Umgebung des Senders. Der Kondensator Antenne-Erde ist ein offener Kondensator, d. h. ein strahlendes Gebilde, ebenso der Kondensator Gegengewicht-Erde. Beide

1) J. Sachs, Ann. d. Phys. 18. p. 361. 1905.

2) Beschrieben bei C. Fischer, dieses Heft, folgende Abhandl. p. 986.

ergeben elektrische Felder von entgegengesetztem Vorzeichen; d. h. das System Antenne—Gegenantenne bildet bei großer Erdnähe ein ähnliches Feld, wie es von zwei mit entgegengesetzter Phase schwingenden Dipolen ohne die Nähe der leitenden Erde hervorgerufen werden würde, von denen der eine einen Ladungsabstand besitzt, der mit der doppelten Antennenhöhe vergleichbar ist, während der Ladungsabstand des anderen der Höhe der Gegenantenne über der Erde ähnlich ist. Demgemäß ist auch verständlich, wenn die Strahlung des Gebildes Antenne—Erde bei großer Erdnähe größer ist als wie die Strahlung des Gebildes Antenne—Gegenantenne, die durch Interferenz der Strahlung zweier mit entgegengesetzter Phase schwingender Dipole zustande kommt. Diese Station erweist sich demgemäß wirksamer, wenn sie mit Erdanschluß arbeitet statt mit Gegengewicht, wie aus Empfangsversuchen hervorgeht.

Eine andere Station des Telegraphen-Versuchsamts dagegen<sup>1)</sup>, die so hoch über die Gebäude der Umgebung herausragt, daß man schätzungsweise von einer Vergrößerung der Antennen- und der Gegenantennenkapazität durch Erdnähe absehen kann, ergab keine vergrößerten Empfangsintensitäten, wenn eine Erdleitung gebaut wurde und mit dem System Antenne—Erdanschluß beobachtet wurde.

Die entwickelte Vorstellung, nach der eine Station mit Antenne und Gegenantenne dicht über der Erde wirkt wie ein System von zwei Dipolen, wird gestützt durch die Beobachtung von K. E. F. Schmidt<sup>2)</sup>, daß die Wirkung einer Station um so größer ist, je niedriger das Gegengewicht angebracht wird.

Das dritte Resultat, daß eine starke Abhängigkeit der Reichweite von der Antennenform bei gleicher Masthöhe und bei Vermeidung von Seitenentladungen nicht vorhanden ist, ist ohne weiteres verständlich, wenn man annimmt, daß alle benutzten Antennen ungefähr gleiche Verlustwiderstände besaßen, also mit demselben Wirkungsgrad arbeiteten. In diesem Falle wird unabhängig von der Antennenform der gleiche

1) Beschrieben bei F. Kiebitz, Jahrb. drahtl. Telegr. u. Telephonie 3. Heft 6. 1910.

2) K. E. F. Schmidt, Physik. Zeitschr. 8. p. 5. 1907.

Bruchteil der im gekoppelten System der Antenne zugeführten Schwingungsenergie als Poyntingscher Energiestrom ausgestrahlt.

Um Gewißheit zu erhalten, daß bei den beschriebenen Versuchen die Übereinstimmung der Reichweite für die verschiedenen Antennenformen nicht durch Zufälligkeiten herbeigeführt war, wurden teilweise die Induktoren und die Primärkreise der einzelnen Stationen untereinander ausgetauscht, doch konnten auch dann nie Verschiedenheiten in den Reichweiten festgestellt werden.

Schließlich wurde von der Nachbildung der Station Nauen der große Luftschirm abgeschnitten und die Nachbildung des Turmes allein ohne Schirm durch eine am Fuße eingeschaltete Spule auf 204 m Wellenlänge abgestimmt. Wurde dieses Gebilde sodann mit dem beschriebenen Primärkreis bei 4 Proz. Koppelung erregt, so ergab sich wiederum genau dieselbe Reichweite, die die Schirmantenne gezeigt hatte, d. h. es wurden aus allen Stellen des Geländes, in denen die Zeichen von der Schirmantenne beobachtet worden waren, auch die Versuchszeichen des Turmes allein nach Entfernung des Schirmes richtig gemeldet.

#### 6. Mehrere senkrechte Antennen.<sup>1)</sup>

Braun<sup>2)</sup> hat ein Verfahren für gerichtete drahtlose Telegraphie angegeben, bei dem mit Hilfe von drei Antennen, denen phasenverschobene elektrische Schwingungen zugeführt werden, Richtungsunterschiede in der Ausstrahlung einer Station zu erhalten sind. Mit 1 m langen Hertzschen Wellen ist es mir gelungen, die Interferenz der Strahlung von zwei Hertzschen Sendern herzustellen, die im Abstand einer halben Wellenlänge frei im Raume aufgestellt waren und mit Schwingungen von entgegengesetzter Phase gespeist wurden.<sup>3)</sup>

1) Dieser Abschnitt ist bereits veröffentlicht: Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 10. p. 934. 1908; Electrician 62. p. 972. 1909. Er wird im Auszuge an dieser Stelle noch einmal mitgeteilt.

2) F. Braun, Electrician 57. p. 222—224, 244—248. 1906; Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie 1. p. 1. 1907.

3) F. Kiebitz, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 8. p. 577. 1906; Ann. d. Phys. 22. p. 943. 1907.



Will man die Versuche mit zwei Antennen in die Verhältnisse der drahtlosen Telegraphie übertragen, so stößt man auf große technische Schwierigkeiten, wenn man zwei Antennen in dem großen Abstände einer halben Wellenlänge wirksam erregen will. Da man außerdem in der Praxis darauf angewiesen ist, mit verschiedenen Wellenlängen zu arbeiten, so würde es notwendig sein, wenn man bei einer gerichteten Telegraphie nach dem System der Interferenz zweier Antennen arbeiten will, mit der Abstimmung auf eine andere Wellenlänge auch den Abstand der Antennen zu ändern. Das ist praktisch nicht durchführbar. Es ist aber keineswegs notwendig, zur Erzielung von Richtungsunterschieden an der Forderung festzuhalten, daß die Antennen den Abstand einer halben Wellenlänge haben sollen. Wenn sie mit  $180^\circ$  Phasendifferenz schwingen, wird sich ihre Strahlung in der Richtung, in der sie nebeneinander erscheinen, aufheben, unabhängig von ihrem gegenseitigen Abstand. In der dazu senkrechten Richtung, in der beide Antennen hintereinander erscheinen, wird die Strahlung dem doppelten Betrage der Strahlung einer Antenne um so näher kommen, je genauer der Antennenabstand mit einem ungeraden Vielfachen der halben Wellenlänge zusammenfällt. Es genügt daher, ein System zu bauen, das aus zwei Antennen besteht, deren Abstand möglichst groß gewählt ist. Er muß, wenn das ganze System in Form einer halben Wellenlänge schwingen soll, immer kleiner bleiben als die halbe Wellenlänge, weil die Schwingungen längs Drähten sich nicht mit einer Geschwindigkeit fortpflanzen können, die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit.

Es wurden zunächst Versuche angestellt mit einem Sendersystem von der in Fig. 9 wiedergegebenen Form. Zwei Antennen *A* von der oben beschriebenen Form (Fig. 3) waren an zwei 10 m hohen Telegraphenstangen *T* aufgehängt mit 18 m Abstand der Antennenköpfe und wenig schräg nach unten geführt. Ihre unteren Enden führten zu der im Stationskasten befindlichen Spule *S*. Das System Spule mit den zwei angehängten Antennen besaß eine Schwingung von 100 m. In 200 m Abstand von dieser Station (*S*<sub>1</sub>, Fig. 11) war eine zweite Station *S*<sub>2</sub> mit einer Antenne und isolierter Gegenantenne aufgestellt und es wurde eine Kurve gleicher Energie in der Um-

gebung des Senders aufgenommen dadurch, daß das ganze Gelände abgesucht wurde nach Stellen, in denen eine fliegende Empfangstation die Zeichen der Senderstation hören konnte, und solchen, in denen der Empfang ausblieb. Dabei ergab sich die in Fig. 11 punktiert gezeichnete Kurve, für die Station mit einem Mast. Diese Kurve zeigt einem Kreise gegenüber eine Einbuchtung, für die keine genügende Erklärung gefunden werden konnte. Der Grund hierfür konnte lediglich in der Bodenbeschaffenheit gesucht werden. Das Gebiet, in dem niemals Zeichen gehört werden konnten,

unterscheidet sich von dem übrigen untersuchten Gelände geologisch dadurch, daß es ein ausgedehntes Tonlager enthält.

Die Station (Fig. 9) besaß in der Richtung, in der die Antennen hintereinander erschienen, eine Reichweite von wenig mehr als 2,4 km, war also erheblich kleiner als die Reichweite der Station mit einer Antenne. Es wurde daher versucht, die maximale Reichweite dadurch zu vergrößern, daß die oberen Antennenenden weiter voneinander entfernt wurden. Es gelang noch bei 28 m Abstand der oberen Antennenspitzen das Luftleitersystem auf 100 m Wellenlänge abzustimmen. Zu dem Zwecke mußten als Zuleitungen zu den Antennen mehrere parallele Drähte verwendet werden (zur Verkleinerung der Selbstinduktion). Die Koppelungsspule besaß nur 7 Windungen und es konnte bei der stärksten geometrisch herstellbaren Koppelung soeben noch der Koppelungsgrad 0,04 erreicht werden. Bei diesem großen Abstand der Antennen stieg die maximale Reichweite auf ungefähr 4 km, war also jedenfalls nicht kleiner als die Reichweite einer einfachen Antenne.

Eine Kurve gleicher Energie wurde dadurch aufgenommen, daß im Gelände erstens Punkte aufgesucht wurden, in denen kein Empfang von der Sendestation vorhanden war (Fig. 11,

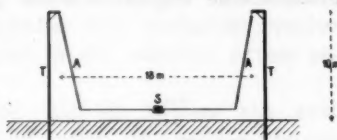


Fig. 9.



Fig. 10.

schwarze Punkte), zweitens solche Punkte, in denen Empfang vorhanden war (Fig. 11, Kreuze). Die Grenze zwischen dem mit Kreuzen und dem mit Punkten bedeckten Gebiet gibt alsdann eine ungefähre Kurve gleicher Energie für die Aus-

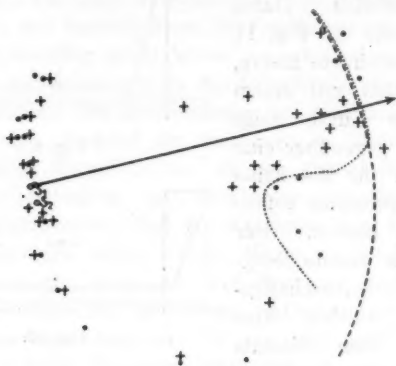


Fig. 11.

strahlung des Systems von zwei Antennen. Fig. 11 zeigt, daß sich diese Kurve, soweit sie bei der Zugänglichkeit des Geländes aufgenommen werden konnte, in erster Annäherung zwei Kreisen anschließt, die sich in der Sendestation berühren (Fig. 17a).

Bellini und Tosi<sup>1)</sup> haben ein Verfahren angegeben, um mit Hilfe von zwei gekreuzten gerichteten Systemen jede Richtung herstellen zu können. Nach diesem Verfahren wurde eine Station mit vier Masten ausgerüstet, die vom Stationskasten aus in  $10\frac{1}{2}$  m Abstand in den vier Haupthimmelsrichtungen aufgestellt waren. Das Ostwestsystem war durch eine Koppelungsspule auf 100 m Wellenlänge abgestimmt, ebenso das Nordsüdpaar. Die beiden Koppelungsspulen waren unter  $90^\circ$  gekreuzt und so angeordnet, daß das Spulenkreuz um den Flaschenkreis gedreht werden konnte. Je nach der Orientierung des Koppelungsspulenpaares zum Flaschenkreuz konnten alsdann die beiden gekreuzten Antennenpaare mit

1) E. Bellini u. A. Toai, *Electrician* 60. p. 749. 1908.

jedem beliebigen Amplitudenverhältnis erregt werden, und es gelang, den von Bellini und Tosi beschriebenen Effekt herzustellen, insofern, als drei Stationen einer Antenne, die unter  $37^{\circ}$  und 20 Min. und  $49^{\circ}$  und 26 Min. von der Sendestation aus erschienen, getrennt angerufen und beobachtet werden konnten. Die Einzelheiten sind in der zitierten Arbeit beschrieben.<sup>1)</sup>

Die Richtungsunterschiede, die ein System von zwei Antennen nach diesen Versuchen ergibt, sind entgegengesetzt denen, die für einen im Raum angeordneten Hertzschen Sender zu erwarten sind. Im freien Raum angeordnet würde ein System mit zwei Antennen einem Dipol entsprechen mit horizontalen elektrischen Komponenten (Fig. 12a). Ein Strahlungs-



Fig. 12a.

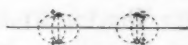


Fig. 12b.

maximum würde daher in der Ebene senkrecht zur Achse des Dipols auftreten, d. h. in einer Richtung, in welcher die beiden Antennen nebeneinander erscheinen. In der Richtung, in der sie hintereinander erscheinen, also in der Achse des Dipols, würde die Strahlung ein Minimum besitzen. Dicht über der Erdoberfläche angeordnet verhält sich jedoch das Antennensystem anders. Die elektrischen Kraftlinien, die von der einen Antenne ausgehen, endigen im wesentlichen auf dem Erdboden, verlaufen also senkrecht und nicht horizontal. Diese Auffassung steht im Einklang mit der oben ausgeführten Betrachtung, daß Antenne und Gegenantenne in der Nähe der Erdoberfläche angeordnet sich wie die Hintereinanderschaltung zweier Dipole verhalten.

Um zu prüfen, wie stark in der Umgebung eines Gebildes mit zwei Antennen (Fig. 10) horizontale elektrische Komponenten in Frage kommen, wurde versucht, die Zeichen der Sendestation (Fig. 10) in der Richtung, in der beide Antennen nebeneinander erschienen, aufzunehmen mit zwei horizontalen Antennen

1) F. Kiebitz, Verh. d. Deutsch. Physik. Gesellschaft. 10. p. 934 ff. 1908.

von 10 m Länge, die in 1 m Höhe über dem Erdboden parallel zum Sender ausgespannt waren. Bereits in 400 m Abstand konnten die Zeichen der Station mit zwei Antennen nicht mehr wahrgenommen werden. Dagegen wurden mit dieser Anordnung von zwei wagerechten Antennen noch in  $1\frac{1}{2}$  km Entfernung die Zeichen einer Sendestation mit einer Antenne aufgenommen, vorausgesetzt, daß die Antennen der Sendestation in der Verbindungsrichtung von Sender und Empfänger lagen.

Es geht daraus hervor, daß in der Tat schon in verhältnismäßig kleinem Abstand von der Station mit zwei Antennen die horizontalen Komponenten keine nachweisbare Rolle spielen und daß mithin das Antennenpaar über der Erde angeordnet sich verhält wie zwei vertikale Dipole, die mit entgegengesetzter Phase schwingen (Fig. 12b). Daß auch die von Bellini und Tosi verwendeten Drahtschleifen in ihrer Wirkung zwei derartigen Dipolen äquivalent sind, habe ich in der zitierten Arbeit ausgeführt. Auch hat sich Hr. Bellini dieser Ansicht angeschlossen; jedenfalls diskutiert er in neueren Arbeiten<sup>1)</sup> die gerichteten Systeme stets vom Standpunkte der Antennenpaare aus.

#### 7. Wagerechte Antennen.

Daß mit wagerechten Antennen große Fernwirkungen erzielt werden können, geht aus den Versuchen Marconis über gerichtete drahtlose Telegraphie mit geknickten Antennen hervor. Die Erklärung dieser Versuche ist zuerst von Flemming<sup>2)</sup> versucht, und dann von Zenneck<sup>3)</sup> mit Berücksichtigung der Eigenschaften der Erdoberfläche ausgeführt worden. Als experimentelle Beiträge für diese Erklärungsversuche wurden die folgenden *Sendeversuche* mit wagerechten Antennen ausgeführt, die vor allem den Zweck hatten, festzustellen, ob es möglich ist, mit wagerechten Antennen in der Richtung der maximalen Strahlung größere Reichweiten zu erzielen als mit senkrechten Antennen. Es ist zu hoffen, daß dies möglich ist,

1) E. Bellini, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 2. p. 381 u. 608. 1909.

2) A. Flemming, Electrician 57. p. 455. 1906.

3) J. Zenneck, Physik. Zeitschr. 9. p. 50 u. 553. 1908.

weil es große bauliche Schwierigkeiten bereitet, senkrechte Antennen von solchen Höhen zu bauen, die einen beträchtlichen Bruchteil der Viertelwellenlänge der verwendeten Schwingungen ausmachen, während bauliche Schwierigkeiten, derartig große Antennen bei horizontaler Anordnung herzustellen, nicht in demselben Maße bestehen.

Es wurde für die Senderversuche eine Wiese mit folgenden Stationseinrichtungen versehen:

1. wurde eine Station mit einer senkrechten Antenne von 10 m Höhe und Erdleitung auf 200 m abgestimmt und mit den beschriebenen Sendekästen betrieben. Darauf wurde die ganze Umgebung, soweit sie zugänglich war, bei sehr loser Senderkoppelung nach Stellen mit Empfang und ohne Empfang abgesucht.

Für eine bestimmte Koppelung enthält Fig. 13 die aufgenommenen Punkte (+ Stellen mit Empfang, • Stellen ohne Empfang), aus denen hervorgeht, daß eine Kurve gleicher Energie ungefähr einen Kreis um die Station *S* darstellt. Die Kurven wurden aufgenommen für mehrere lose Koppelungen, um mehrere Kurven gleicher Energie zu erhalten. Man erkennt, daß die Reichweiten in nordöstlicher Richtung ungefähr 10 Proz. größer sind als wie die durchschnittliche Reichweite. In dieser Richtung erstreckte sich ein ausgedehntes Moor.

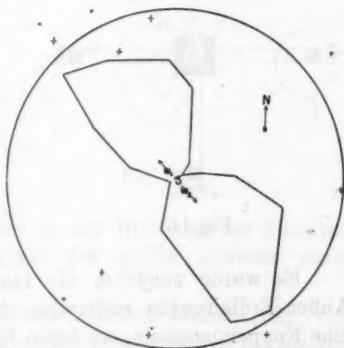


Fig. 13.

Für gerichtete Stationen konnten also Richtungsunterschiede von mehr als 10 Proz. nicht auf Kosten der Bodenbeschaffenheit gesetzt werden.

2. Der Stationsplatz erhielt weiterhin eine Erdleitungsanlage, die aus Fig. 14 zu erkennen ist. In der Umgebung des Senders, der in einem Zelt untergebracht war, war ein Netz *N* aus verzinktem Eisendraht von 9 qm Fläche vergraben. An dieses

Netz waren angeschlossen sechs ins Grundwasser vergrabene Zinkplatten  $Z$  von  $20 \times 50$  cm Fläche. Ferner waren in der Richtung Südwest, Südost, Nordost, Nordwest in 30 m Abstand vom Zelt verzinkte Eisendrahtnetze von 5 qm Fläche verlegt, von denen jede metallisch mit drei ins Grundwasser vergrabenen Zinkplatten von  $20 \times 50$  cm Fläche verbunden war. Diese vier Außennetze konnten durch mehrfache Drahtleitungen mit dem Innennetz verbunden werden.

Als wagerechte Antennen wurden verwendet zwei 30 m lange Drahtpaare ( $W_1$  und  $W_2$  in Fig. 15). Jede Antenne bestand aus zwei 30 m langen, 1 mm dicken blanken Kupferdrähten, die in 2 m Höhe über dem Erdboden und in 50 cm Abstand isoliert über Stützen ausgespannt waren.

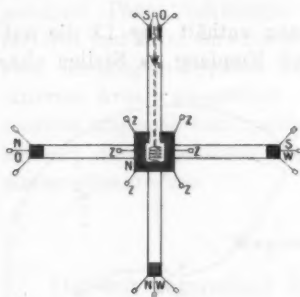


Fig. 14.



Fig. 15.



Fig. 16.

Es wurde zunächst die innere Erdleitung mit den vier Außen-Erdleitungen verbunden und als Sendesystem verwendet eine Koppelungsspule, an deren Enden die beiden Antennen  $W_1$  und  $W_2$  angeschlossen waren. Dieses System war gegen die Erde isoliert; die vergrabenen Netze und Platten dienten zunächst nur dazu, wenigstens in der Nähe des Senders eine gut definierte und leitende Erdoberfläche zu schaffen.

Mit den fliegenden Stationen wurden im Gelände Stellen aufgesucht mit Empfang und ohne Empfang. Es zeigte sich, daß die Reichweite dieser Station in der Richtung der wagerechten Antennen 3 km betrug, in der dazu senkrechten Richtung nur 80 m; die 10 m hohe senkrechte Antenne besaß dagegen über 6 km Reichweite.



In Fig. 13 sind durch gerade Linien diejenigen Punkte verbunden, die als Grenzen für den Empfang von dem wagerechten Antennenpaar beobachtet worden sind. Die Pfeile  $W_1$  und  $W_2$  bedeuten die Richtung dieser Antennen.

Darauf wurde eine Antenne  $W_1$  durch eine geeignete Spule, deren unteres Ende an die gesamte Erdleitung angeschlossen war, auf 200 m abgestimmt und zum Senden verwendet (Fig. 14).

Die Reichweite betrug in allen Richtungen 3 km. Richtungsunterschiede, wie bei den Marconischen geknickten Antennen, konnten nicht festgestellt werden. Es wurde versucht, den von Marconi beobachteten Richtungseffekt dadurch herzustellen, daß als Erdleitung nur die der Antenne abgewandte Außenleitung verwendet wurde, also das in Fig. 16 angegebene System. In diesem Falle zeigten sich in der Tat wenigstens bei trockenem Wetter Richtungsunterschiede. In der Richtung der Erdleitung betrug die Reichweite 3 km, in der Richtung

der Antenne sank sie auf 1,5 km bei trockenem Wetter, also ungefähr auf die Hälfte. (Eine Kurve gleicher Energie besaß ungefähr die Form Fig. 17 b). Bei nassem Wetter dagegen war es kaum mög-

lich, einen Richtungsunterschied in der Richtung der Antenne und der Erdleitung festzustellen, der größer gewesen wäre als 4:5.

Die von Marconi angegebenen seitlichen Minima (Fig. 17 c) konnten nicht gefunden werden, obgleich tagelang bei trockenem Wetter das Gelände abgesucht wurde.

Ob der Widerspruch mit den von Marconi beschriebenen Versuchen darauf zurückzuführen ist, daß hier die Antenne keinen ausgeprägten vertikalen Teil besaß, muß dahingestellt bleiben.

Seitlich zum wagerechten Antennenpaar war bereits in der Mittellinie in 80 m Entfernung kein Empfang mehr vorhanden und in 200 m Entfernung war das Gebiet, in dem kein Zeichen mit der fliegenden Station gehört werden konnte, bereits 100 m breit. Eine Kurve gleicher Energie entspricht

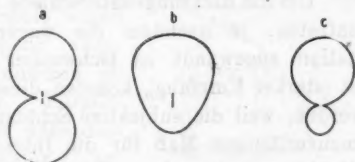


Fig. 17.

demnach bei wagerechten Antennen ungefähr dem Schema in Fig. 17a, in dem sich zwei Kreise in der Station berühren.

Einige *Empfangsversuche* mit wagerechten Antennen wurden mit Hilfe der großen Stationen Norddeich und Nauen ausgeführt. Zu dem Zwecke wurde bei Herzfelde 450 km von Norddeich entfernt ein Paar von wagerechten Antennen gebaut, die in der Richtung auf Norddeich 2 m über dem Erdboden ausgespannt waren. Jede Antenne bestand aus zwei blanken, 1 mm starken Kupferdrähten von 200 m Länge, die in 1 m Abstand isoliert über 2 m hohe Stützen verlegt waren. Die Zeichen der Station Norddeich wurden mit sehr großer Lautstärke wahrgenommen, sowohl wenn ein Empfangssystem gebildet wurde aus den zwei wagerechten Antennen, als auch, wenn eine von beiden in Verbindung mit einer Erdleitung auf die Wellenlänge von Norddeich (2000 m) abgestimmt wurde.

Um die Richtungsunterschiede zu prüfen, die nach Marconi eintreten, je nachdem die wagerechte Antenne der Sendestation zugewandt ist (schwacher Empfang) oder abgewandt ist (starker Empfang), konnten diese Antennen nicht verwendet werden, weil die subjektive Schätzung der Lautstärke ein allzu unzuverlässiges Maß für die Intensität des Empfanges bildet. Die Antennen wurden infolgedessen so weit verkleinert, bis die Zeichen nur noch leise gehört werden konnten. Dann ergab sich folgendes:

Die Antennen wurden verkürzt auf 60 m und 1 m hoch über dem Erdboden ausgespannt. Die beiden Drähte, aus denen jede Antenne bestand, wurden auf 50 cm genähert. Mit diesen kleinen Antennen konnten sodann die Zeichen von Norddeich noch deutlich verstanden werden, falls mit beiden Antennen empfangen wurde. Ebenso, wenn die nach Norddeich abgewandte Antenne in Verbindung mit einer Erdleitung benutzt wurde, während die Station nicht gehört wurde, mit der nach Norddeich hingewandten Antenne in Verbindung mit einer Erdleitung. Dies bestätigt die Beobachtung von Marconi, daß die Empfangsstärke in Richtung der Antenne kleiner ist als in der abgewandten Richtung. Soweit sich die Lautstärke subjektiv beurteilen läßt, war die Intensität der Zeichen sowohl von Norddeich wie von Berlin für die 60 m lange wage-

rechte Antenne ebenso groß wie für eine 20 m hohe, senkrechte Antenne.

Im Gelände bei Gransee wurde ein Kreuz von vier 100 m langen wagerechten Antennen aufgestellt, von denen jede aus zwei 1 mm starken blanken Kupferdrähten in 1 m Abstand bestand, die in 2 m Höhe über dem Boden durch Hartgummikörper isoliert aufgehängt waren. Die vier Antennen waren in den Haupthimmelsrichtungen verlegt. Die Station befand sich 400 m von Norddeich entfernt und 45 km von Nauen.

Entsprechend dem System von Tosi und Bellini wurden diese vier Antennen angeschlossen an zwei gekreuzte Spulenpaare (Fig. 18). Jedes Paar dieser beiden Spulen bestand aus 96 Windungen von seidenumsponnenem Draht von 1 mm Stärke; die Windungen hatten rechteckigen Querschnitt ( $14\frac{1}{2}$  und  $22\frac{1}{2}$  cm); in der Figur sind nur je drei Windungen gezeichnet.

Die Enden der einen Spule waren an das Ostwest-Antennenpaar angeschlossen, die Enden der anderen an das Nordsüd-Antennenpaar. Parallel zu jedem Antennenpaar war außerdem je ein verstellbarer Kondensator *C* angeschlossen, der gestattete, daß das ganze System Antennenpaar-Spule-Kondensator auf die Wellenlänge 2000 m abgestimmt werden konnte.

Im Inneren des Spulenpaares war eine Spule *D* angebracht, die dem aperiodischen Detektorkreis angehörte. Diese Spule konnte um eine senkrechte Achse gedreht werden und dadurch von den beiden Antennenpaaren verschieden stark erregt werden. Außerdem war sie um eine wagerechte Achse drehbar, so daß die Koppelung mit dem Spulenkreuz geändert werden konnte.

Wurden die Zeichen der Station Norddeich mit diesem System aufgenommen, so waren sie bei größter Koppelung der Detektorkreissspule hörbar in einem Bereich von  $50^\circ$ . Die Mitte dieses Bereiches ergab bis auf  $5^\circ$  genau die Richtung von Norddeich. Die Zeichen von Nauen waren so laut, daß es bei stärkster Koppelung der Detektorkreissspule nur

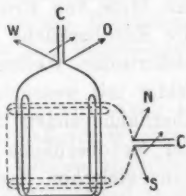


Fig. 18.

in einem Bereich von  $1^\circ$  gelang, die Zeichen unhörbar zu machen. Damit war die Richtung senkrecht von Nauen mit einer Genauigkeit von  $1^\circ$  festgelegt. In dieser Richtung konnte sodann die 400 km weit entfernte Station Norddeich gehört werden, ohne daß die nur 45 km weit entfernte Station Nauen störte. Der Winkel, unter dem beide Stationen erschienen, betrug  $72^\circ$ .

Das scharf ausgeprägte Minimum, das man auf mittleren Entfernungen mit Antennenpaaren herstellen kann, macht die gerichtete drahtlose Telegraphie für den Nebelsignaldienst an Küsten brauchbar.

#### 8. Erdantennen.

Es wurde schließlich eine Reihe von Versuchen angestellt, die bezweckten, ohne die Benutzung von Luftleitern lediglich mit Hilfe von Erdanschlüssen zu telegraphieren. Soweit man die Erdoberfläche als leitend ansehen kann, pflanzen sich die elektrischen Wellen über die Erde fort als elektrische Wechselfelder mit wesentlich senkrechten Komponenten. Auf der Erdoberfläche enden die Kraftlinien dieser Wechselfelder, d. h. auf der Erdoberfläche breiten sich elektrische Ladungen aus in konzentrischen Kreisen um die Sendestation. Es ist lediglich eine andere Interpretation desselben physikalischen Vorganges, wenn man von der Ausbreitung Hertzscher Wellen in der Atmosphäre über einer leitenden (spiegelnden) Erdoberfläche spricht, oder wenn man von der Ausbreitung von Ladungen oder vom Auftreten von Wechselströmen in der Erdoberfläche spricht; denn das bewegte Wechselfeld mit Kraftlinienenden in der Erdoberfläche ist gleichbedeutend mit bewegten Ladungen in der Erdoberfläche. Bewegte Ladungen sind elektrische Ströme. Es muß daher möglich sein, den in der drahtlosen Telegraphie stattfindenden Wellenvorgang statt durch die dem Hertzschen Sender nachgebildeten Luftleiter, einzuleiten durch die Erzeugung von hochfrequenten Wechselströmen in der Erdoberfläche; denn die Ausbreitung von Ladungen über die Oberfläche kann nicht stattfinden, ohne die gleichzeitige Ausbreitung von Wechselfeldern in der Atmosphäre.

Braun hat bereits<sup>1)</sup> Versuche beschrieben, bei denen ohne

1) F. Braun, Drahtlose Telegr. durch Wasser u. Luft. Leipzig 1901.

Luftleiter drahtlos mit Hilfe von elektrischen Wellen telegraphiert werden konnte. Er ging dabei von der Vorstellung aus, die Versuche von Rathenow, Rubens und Strecker über drahtlose Telegraphie mittels der Ausbreitung elektrischer Ströme in der Erdoberfläche dadurch zu verbessern, daß er statt langsamer Wechselströme hochfrequente Ströme verwendete, die im wesentlichen nur in der Leiteroberfläche, also in der Erdoberfläche fließen. Die Beschreibung seiner Versuche hat Braun unter dem Gesichtspunkte der Ausbreitungstelegraphie vorgenommen. Sie ist infolgedessen zutreffend, solange man sich innerhalb der ersten Wellenlänge befindet. Wenn jedoch ähnlich wie die Abschnürung von elektrischen Kraftlinien aus dem Felde offener Schwingungskreise auch die Abschnürung von Stromlinien aus der Umgebung eines wechselstromdurchflossenen Teiles einer leitenden Fläche möglich ist, so ist eine Strahlung zu erwarten, die dieselben Richtungsunterschiede aufweist wie sie beim Arbeiten mit wagerechten Antennen festgestellt worden sind.

Für das Zustandekommen einer Strahlung wird auch in diesem Falle das notwendige Kriterium sein, daß der Wechselstrom, welcher der Erdoberfläche an zwei Stellen zugeführt wird, Abweichungen vom quasistationären Stromverlauf zeigt, daß also die Erdanschlußstellen Entfernungen voneinander haben, die gegen die benutzte Wellenlänge nicht verschwindend klein sind.

Ebenso ist zu erwarten, daß ein mit Erdanschlüssen versehenes Empfangssystem, das innerhalb der Erdoberfläche eingebracht wird, durch eine abgestimmte Welle in Schwingungen versetzt wird in ähnlicher Weise etwa, wie die Polarisationselektroden in Metallen selektive Absorption erzeugen, nur daß die anormal absorbierenden Einlagerungen bei der selektiven metallischen Reflektion innerhalb des molekularen Verbandes verbleiben, während bei der Einbettung eines abgestimmten Empfangssystems für drahtlose Telegraphie in die leitende Erdoberfläche die Abmessungen von der Größenordnung der Wellen der drahtlosen Telegraphie sind.

Eine Sendereinrichtung, welche statt mit Luftantennen mit Erdanschlüssen ausgerüstet war, zeigt Fig. 19. Eine Spule *S* wurde mit dem Primärkreis der Senderkästen ge-

koppelt. Ihre Enden waren mit den Innenbelegungen von zwei Leidener Flaschen  $F$  durch isolierte Drahtleitungen verbunden, die Außenbelegungen von  $F$  waren an vergrabene Zinkplatten  $Z$  metallisch angeschlossen. Das ganze System war durch geeignete Abmessung der Spule  $S$  auf die Wellenlänge 204 m abgestimmt. Der Abstand der Flaschen  $F$  betrug 22 m. Die Zuleitungen von  $S$  nach  $F$  waren mit Erde verschüttet. Die Spule  $S$  wurde nur lose mit dem Primärkreis

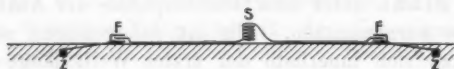


Fig. 19.

gekoppelt, um zu verhüten, daß die schwache Isolation der Leitungen  $SF$  durchschlagen würde. Trotzdem gelang es, die Zeichen dieser Station mit den oben beschriebenen fliegenden Empfangstationen in  $1\frac{1}{2}$  km Entfernung aufzunehmen, wenn die Empfangstation in der Richtung der Flaschen  $FF$  aufgestellt wurde. In seitlicher Richtung konnte die fliegende Empfangstation, sofern das Gegengewicht genau in der Mittellinie verlegt war, auf 20 m genähert werden, ohne daß die Zeichen der Sendestation wahrgenommen wurden. Wurde bei dieser Aufstellung die Empfangsantenne aus ihrer senkrechten Lage nur um 1 m seitlich geneigt, so waren die Zeichen laut hörbar, ebenso, wenn das Außenende der Gegenantenne um 1 m seitlich aus der Mittellinie bewegt wurde. In 100 m seitlichem Abstand von der Sendestation war das Gebiet, in dem kein Empfang vorhanden war, bereits 40 m breit.

Eine ähnliche Einrichtung mit Erdantennen wurde für Empfangszwecke verwendet, um die Zeichen der Station Nauen aus 45 km Entfernung aufzunehmen; die Flaschen  $FF$  besaßen dabei ebenso wie im vorigen Falle eine Kapazität von 340 cm. Die Entfernung  $FF$  betrug 60 m. Die Zuleitungen endigten in einer Spule  $S$ , zu der parallel ein Drehkondensator gelegt war, mit dessen Hilfe das ganze System auf 2000 m Wellenlänge abgestimmt werden konnte. Die Zeichen der Station Nauen wurden mit diesem System sehr laut gehört. Es genügte, die Flasche  $F$  in der Hand zu halten, besondere vergrabene Erdanschlüsse also fortzulassen. Die Station

Norddeich konnte mit einer 200 m langen Leitung mit zwei Erdanschlüssen mit großer Lautstärke gehört werden. Die Abmessungen dieses Empfangssystems sind in Fig. 20 angegeben. Eine Leydener Flasche  $F$  von 340 cm Kapazität war vergraben, die Außenbelegungen außerdem mit einem auf die

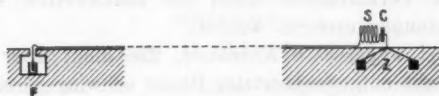


Fig. 20.

nasse Wiese geworfenen Drahtnetz von 15 qm Fläche verbunden. Die Innenbelegung war durch einen teilweise vergrabenen, isolierten Draht verbunden mit einer Spule  $S$ , die in 200 m Abstand von der Flasche  $F$  in der von Norddeich abgewandten Richtung aufgestellt war. Das andere Ende der Spule  $S$  war mit dem einen Plattensatz eines Drehkondensators  $C$  verbunden, dessen anderer Plattensatz an vergrabene Zinkplatten  $Z$  angeschlossen war. Bei geeigneter Einstellung des Drehkondensators besaß das ganze System eine Eigenschwingung von 2000 m (Wellenlänge von Norddeich). Mit der Spule  $S$  wurde ein aperiodischer Detektorkreis magnetisch gekoppelt und es gelang, die Zeichen von Norddeich laut zu hören.

Auch innerhalb von Berlin war es möglich, mit Einrichtungen, die keine Luftleiter besaßen, sondern an zwei 120 m entfernten Punkten an die Erde (Wasserleitung) angeschlossen waren, die Zeichen von Norddeich aufzunehmen.

### 9. Ergebnisse.

1. Gleiche Antennen ergaben bei 200 m Wellenlänge größere Reichweite als bei 100 m Wellenlänge.
2. Eine Station, die in der Nähe der Erdoberfläche mit einer Antenne und einer Gegenantenne ausgerüstet ist, besitzt eine kleinere Reichweite als wenn statt der isolierten Gegenantenne bei derselben Antenne ein Erdanschluß verwendet wird.
3. Senkrechte Antennen mit Erdleitungen ergeben unabhängig von ihrer Form bei gleicher Höhe dieselbe Reichweite.



4. Zwei senkrechte Antennen, die mit entgegengesetzter Phase schwingen, ergeben ein Maximum der Strahlung in der Richtung, in der sie hintereinander erscheinen, ein Minimum in der Richtung, in der sie nebeneinander gesehen werden.

5. Mit wagerechten Antennen konnten unter den beschriebenen Verhältnissen nicht die Reichweiten von senkrechten Antennen erreicht werden.

6. Zwei wagerechte Antennen, die dicht über der Erdoberfläche mit entgegengesetzter Phase schwingen, ergeben im Gegensatz zu einem im freien Äther angeordneten Hertz'schen Sender ein Maximum der Strahlung in der Antennenrichtung, ein Minimum in der dazu senkrechten.

7. Eine wagerechte Antenne mit einem Erdanschluß ergibt keine Richtungsunterschiede, wenn in der Umgebung der Station die Erde metallisch belegt wird.

8. Eine wagerechte Antenne in Verbindung mit einer in abgewandter Richtung verlegten Erdleitung ergibt bei nassem Boden geringe Richtungsunterschiede; bei trockenem Boden ist die Reichweite in Übereinstimmung mit der Wirkung von Marconis geknickten Antennen größer in der Richtung der Erdleitung als in der Richtung der Antenne.

9. Die von Marconi mit geknickten Antennen beobachteten seitlichen Minima konnten mit wagerechten Antennen nicht wahrgenommen werden.

10. Es ist möglich, die Ausbreitung elektrischer Wellen über der Erdoberfläche ohne Luftleiter hervorzurufen durch Erdanschlüsse, denen elektrische Schwingungen zugeführt werden, und umgekehrt elektrische Wellen statt mit Luftleitern mit Erdanschlüssen zu empfangen.

(Eingegangen 6. April 1910.)

### 3. Strahlungsdekrement, wirksame Kapazität und Selbstinduktion einer Antenne;

von C. Fischer.

(Mitteilung aus dem Kaiserlichen Telegraphen-Versuchsamt.)

§ 1. Bei quasistationär schwingenden Oszillatoren sind die Bestimmungsmethoden für Kapazität ( $C$ ), Selbstinduktion ( $L$ ), Wellenlänge ( $\lambda$ ) und logarithmisches Dekrement ( $\delta$ ) schon bis zu einer befriedigenden Genauigkeitsgrenze ausgearbeitet. Hat dagegen bei einem Oszillator die Stromamplitude an verschiedenen Stellen verschiedene Werte, ist also die Strömung nicht mehr als quasistationär anzusehen, so kann bisher von den für die Schwingung charakteristischen Größen nur die Wellenlänge genügend genau bestimmt werden. Zweck dieser Arbeit ist, einen strahlenden Oszillator auch auf die übrigen charakteristischen Größen möglichst genau untersuchen zu lernen, speziell den durch Strahlung hervorgerufenen Anteil des Dekrements in möglichst einwandfreier Form zu bestimmen. Die Experimente dazu haben einen gewissen Abschluß erreicht. Die dadurch sichergestellten Tatsachen mögen hier mitgeteilt werden.

#### I. Gedankengang.

§ 2. Es soll sich handeln um Antennen in möglichst einfacher Schaltungsweise, speziell nur solche Antennen, bei denen nur ein Strombauch vorhanden ist. Die beiden Fig. 1a und b zeigen derartige Schaltungsarten. An Stelle der Gegengewichte kann auch Erde verwendet werden. Der experimentelle Teil der Arbeit beschränkt sich auf die in Fig. 1a angegebene Form.

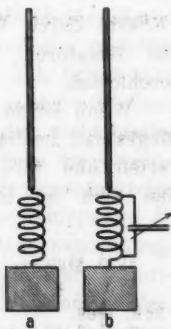


Fig. 1.

Diese von P. Drude<sup>1)</sup> oft behandelte Antennenschaltung: Antenne-Spule-Gegengewicht wird vielfach in der Praxis der drahtlosen Telegraphie als ein sehr wenig strahlungsfähiges Gebilde angesehen.<sup>2)</sup> Nach den Versuchen des Telegraphen-Versuchsamtes<sup>3)</sup> ist allerdings zur Erzielung großer Reichweiten eine geerdete Antenne unter Umständen günstiger als eine mit Gegengewicht. Andererseits ist die Größe der Kapazität der Antenne bei gleicher Höhe, Wellenlänge und Energie auf die Reichweite ohne Einfluß. Hier, wo es nur darauf ankommt, daß bei irgend einem System überhaupt erst einmal ein Strahlungsdekrement einwandfrei bestimmt wird, ist es nur nötig, daß das Strahlungsdekrement von einer Größenordnung ist, daß es der Messung zugänglich ist. Andererseits ergibt sich aus dem Folgenden, daß keine andere Schaltungsweise und Antennenform so geeignet erscheint zu derartigen Bestimmungen, wie gerade die in Fig. 1 angegebene.

§ 3. Die Bestimmung des Strahlungsdekrementes wurde in nächster Umgebung der Antenne, auf der Station selbst, vorgenommen.

Der theoretisch einfachste Fall ist dabei der, daß das Gesamtdékrement des zu untersuchenden Oszillators ausschließlich durch die in ihm sich bildende Joulesche Wärme (Joulesches Dékrement  $d_j$ ) und durch Strahlung (Strahlungsdekrement  $d_s$ ) hervorgerufen wird, so daß man setzen kann

$$(1) \quad d = d_j + d_s.$$

Verluste durch Wärmeentwicklung in benachbarten Leitern und Isolatoren und auch Sprühverluste seien also ausgeschlossen.

Wenn ferner die Strahlung einen exponentiellen Schwun- gungsabfall bedingt — und das ist der Theorie<sup>4)</sup> nach zu erwarten und wird im folgenden (vgl. § 14) bewiesen —, kann man sich an ihrer Stelle einen Widerstand  $R_s$  in den

1) P. Drude, Ann. d. Phys. 11. p. 957. 1903.

2) Vgl. z. B. J. Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie p. 33 ff. 1909.

3) F. Kiebitz, dieses Heft, vorhergehende Abhandlung.

4) Vgl. z. B. R. Rüdénberg, Ann. d. Phys. 25. p. 446. 1908.

Strombauch des Systems eingeschaltet denken, der einen äquivalenten Energieverlust ergeben würde, nach der Gleichung

$$b_{\Sigma} = R_{\Sigma} \pi \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Gleichung (1) lautet dann

$$(2) \quad R = R_j + R_{\Sigma},$$

wobei  $R$  der gemessene Dämpfungswiderstand ist und  $R_j$  den „wirksamen Widerstand“ des Systems bedeutet. Angenommen also, wir könnten  $R$  und  $R_j$  bestimmen, so ist auch  $R_{\Sigma}$  bekannt. Die letzte Annahme bedeutet bezüglich  $R$  die Kenntnis des Gesamtdekrements  $b$  und von  $C$  und  $L$ . Über die Bestimmung dieser Größen wird später gesprochen (vgl. § 6—8).

§ 4. Es handelt sich zunächst um die Bestimmung von  $R_j$ . Zu diesem Zweck muß ein dem strahlenden System in jeder Beziehung gleichwertiges nichtstrahlendes System gebaut werden, dessen Dämpfung also allein durch Wärme hervorgerufen wird. Ein solches erhält man für den Fall, daß die Zuleitungen von der Spule (Fig. 1a) zu den Luftleitern selbstinduktionslos sind, annähernd unter folgenden Bedingungen.

Schaltet man zwischen Antenne und das ihr äquivalente Gegengewicht immer größere Selbstinduktion ein, so wird von einer bestimmten Größe dieser Selbstinduktion an ein Schwingungszustand eintreten, bei welchem Antenne und Gegengewicht immer mehr als selbstinduktionslose angehängte Kapazitäten zu betrachten sind. Ersetzt man hier also die beiden Luftleiter durch einen Kondensator von annähernd der gleichen Kapazität, wie sie die Luftleiter repräsentieren, d. h. bringt man das geschlossene System annähernd auf die gleiche Wellenlänge, wie sie das offene besaß, so ist dabei der nicht quasi-stationäre Schwingungsverlauf in beiden Systemen im wesentlichen derselbe, während in dem geschlossenen Kondensatorkreise die Strahlungsverluste sehr gering sind. Der Widerstand  $R_j$  dieses Kreises ist sehr nahe gleich dem der Antennenanordnung, indem der Widerstand der beiden Luftleiter sehr klein vorausgesetzt werden darf, teils wegen des großen Querschnittes, teils weil es nur auf den „wirksamen Widerstand“ ankommt, zu dem die Teile eines Oszillators, welche fern vom Strom-

bauch liegen, nur wenig beitragen. Andererseits wird der Fehler mehr oder weniger kompensiert durch etwaige Energieverluste im Kondensator und die geringe Strahlung der Spule. Die Differenz der gemessenen Widerstände beider Systeme muß also mit großer Annäherung den Strahlungswiderstand ergeben.

§ 5. Der Gedankengang ist hier mit Hilfe der Widerstände durchgeführt. Mit Dekrementwerten, die tatsächlich gemessen werden, erscheint er etwas verwickelter. Angenommen, die Kapazität des geschlossenen Kreises sei gleich der des offenen hergestellt, dann ist aber die Selbstinduktion des geschlossenen Systems zu klein. Das Dekrement  $\delta_g$  des geschlossenen Kreises (mit der Selbstinduktion  $L_1$ ) ist folglich nach der allgemein gültigen Beziehung

$$\delta = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}}$$

auch verschieden von dem gesuchten Dekrement  $\delta_j$  des offenen Systems ( $L_0$ ), und man muß setzen

$$(3) \quad \delta_j = \delta_g \sqrt{\frac{L_1}{L_0}}.$$

Man muß sich also im geschlossenen Kreise die Selbstinduktion um den durch die Luftleiter hervorgerufenen Zusatz vergrößert denken, ohne daß dabei der Widerstand der Spule verändert wird.

Nun ist es aber andererseits sehr umständlich, auch nur die Kapazität beider Systeme völlig gleich zu machen, da bekanntlich auch die Spule Kapazität besitzt. Da es sich aber nach unseren Voraussetzungen nur um Korrektionsgrößen handelt, insofern als man annehmen darf, daß die nicht quasistationäre Stromverteilung im geschlossenen System bei kleinen Änderungen der Kapazität sich nicht wesentlich ändert, so können wir schreiben

$$(4) \quad \delta_j = \delta_g \sqrt{\frac{L_1}{L_0} \frac{C_0}{C_1}},$$

wobei  $C_1$  die Kapazität des geschlossenen Kreises, bei welcher  $\delta_g$  bestimmt wurde, und  $C_0$  die Kapazität des offenen Systems bedeutet.

§ 6. Der ganze eben ausgeführte Gedankengang setzt voraus, daß die Kapazität  $C$  und die Selbstinduktion  $L$  eines nicht quasistationär schwingenden Oszillators mit großer Genauigkeit bestimmt werden können. Die genaueste von den in der Literatur bekanntgegebenen Methoden<sup>1)</sup> ist die folgende. Man schaltet in den Strombauch des Oszillators einen Kondensator  $\mathfrak{C}$  bzw. eine Selbstinduktion  $\mathfrak{L}$ . Wird dadurch die Frequenz  $N_0$  auf  $N_1$  bzw.  $N_2$  abgeändert, so ist

$$C = \mathfrak{C} \frac{N_2^2 - N_0^2}{N_0^2},$$

$$L = \mathfrak{L} \frac{N_1^2}{N_0^2 - N_1^2}.$$

Rein rechnerisch wird nach diesen Formeln die größte Genauigkeit erzielt, wenn die Differenzen der  $N$  möglich groß gewählt werden. Physikalisch heißt das andererseits, daß die Zusatzgrößen  $\mathfrak{C}$  und  $\mathfrak{L}$  so gewählt werden müssen, daß dadurch die Stromverteilung verändert wird. Da dadurch gleichzeitig die zu messenden Größen  $C$  und  $L$  ebenfalls sich verändern, so ist von vornherein niemals eine Verfeinerung dieser Methode zu erwarten. Es wurde deshalb hier folgender anderer Weg versucht, der die Möglichkeit einer genauen Dekrementbestimmung voraussetzt.

§ 7. Für quasistationär schwingende Oszillatoren gelten bekanntlich mit sehr großer Genauigkeit folgende zwei Gleichungen. Die Wellenlänge  $\lambda$  ist durch das Produkt der beiden Größen  $C$  und  $L$  gegeben:

$$(5) \quad \lambda = 6 \cdot 10^{10} \pi \sqrt{LC}.$$

Wird ein Widerstand  $R$  in den Oszillator eingeschaltet, so wächst das Dekrement von  $\delta_1$  auf  $\delta_2$ . Der Dekrementzuwachs  $\gamma = \delta_2 - \delta_1$  kann durch den Quotienten von  $L$  und  $C$  dargestellt werden in der Form

$$(6) \quad \gamma = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

1) Vgl. z. B. J. Zenneck, l. c. p. 48.

bauch liegen, nur wenig beitragen. Andererseits wird der Fehler mehr oder weniger kompensiert durch etwaige Energieverluste im Kondensator und die geringe Strahlung der Spule. Die Differenz der gemessenen Widerstände beider Systeme muß also mit großer Annäherung den Strahlungswiderstand ergeben.

§ 5. Der Gedankengang ist hier mit Hilfe der Widerstände durchgeführt. Mit Dekrementwerten, die tatsächlich gemessen werden, erscheint er etwas verwickelter. Angenommen, die Kapazität des geschlossenen Kreises sei gleich der des offenen hergestellt, dann ist aber die Selbstinduktion des geschlossenen Systems zu klein. Das Dekrement  $\delta_g$  des geschlossenen Kreises (mit der Selbstinduktion  $L_1$ ) ist folglich nach der allgemein gültigen Beziehung

$$\delta = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}}$$

auch verschieden von dem gesuchten Dekrement  $\delta_j$  des offenen Systems ( $L_0$ ), und man muß setzen

$$(3) \quad \delta_j = \delta_g \sqrt{\frac{L_1}{L_0}}.$$

Man muß sich also im geschlossenen Kreise die Selbstinduktion um den durch die Luftleiter hervorgerufenen Zusatz vergrößert denken, ohne daß dabei der Widerstand der Spule verändert wird.

Nun ist es aber andererseits sehr umständlich, auch nur die Kapazität beider Systeme völlig gleich zu machen, da bekanntlich auch die Spule Kapazität besitzt. Da es sich aber nach unseren Voraussetzungen nur um Korrektionsgrößen handelt, insofern als man annehmen darf, daß die nicht quasistationäre Stromverteilung im geschlossenen System bei kleinen Änderungen der Kapazität sich nicht wesentlich ändert, so können wir schreiben

$$(4) \quad \delta_j = \delta_g \sqrt{\frac{L_1}{L_0} \frac{C_0}{C_1}},$$

wobei  $C_1$  die Kapazität des geschlossenen Kreises, bei welcher  $\delta_g$  bestimmt wurde, und  $C_0$  die Kapazität des offenen Systems bedeutet.



§ 6. Der ganze eben ausgeführte Gedankengang setzt voraus, daß die Kapazität  $C$  und die Selbstinduktion  $L$  eines nicht quasistationär schwingenden Oszillators mit großer Genauigkeit bestimmt werden können. Die genaueste von den in der Literatur bekanntgegebenen Methoden<sup>1)</sup> ist die folgende. Man schaltet in den Strombauch des Oszillators einen Kondensator  $\mathfrak{C}$  bzw. eine Selbstinduktion  $\mathfrak{L}$ . Wird dadurch die Frequenz  $N_0$  auf  $N_1$  bzw.  $N_2$  abgeändert, so ist

$$C = \mathfrak{C} \frac{N_2^2 - N_0^2}{N_0^2},$$

$$L = \mathfrak{L} \frac{N_1^2}{N_0^2 - N_1^2}.$$

Rein rechnerisch wird nach diesen Formeln die größte Genauigkeit erzielt, wenn die Differenzen der  $N$  möglich groß gewählt werden. Physikalisch heißt das andererseits, daß die Zusatzgrößen  $\mathfrak{C}$  und  $\mathfrak{L}$  so gewählt werden müssen, daß dadurch die Stromverteilung verändert wird. Da dadurch gleichzeitig die zu messenden Größen  $C$  und  $L$  ebenfalls sich verändern, so ist von vornherein niemals eine Verfeinerung dieser Methode zu erwarten. Es wurde deshalb hier folgender anderer Weg versucht, der die Möglichkeit einer genauen Dekrementbestimmung voraussetzt.

§ 7. Für quasistationär schwingende Oszillatoren gelten bekanntlich mit sehr großer Genauigkeit folgende zwei Gleichungen. Die Wellenlänge  $\lambda$  ist durch das Produkt der beiden Größen  $C$  und  $L$  gegeben:

$$(5) \quad \lambda = 6 \cdot 10^{10} \pi \sqrt{LC}.$$

Wird ein Widerstand  $R$  in den Oszillator eingeschaltet, so wächst das Dekrement von  $b_1$  auf  $b_2$ . Der Dekrementzuwachs  $\gamma = b_2 - b_1$  kann durch den Quotienten von  $L$  und  $C$  dargestellt werden in der Form

$$(6) \quad \gamma = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

1) Vgl. z. B. J. Zenneck, l. c. p. 48.

Aus den beiden Gleichungen (5) und (6) ergibt sich

$$(7) \quad C = \frac{1}{\pi^2 6 \cdot 10^{10}} \frac{\gamma}{R} \lambda,$$

$$(8) \quad L = \frac{1}{6 \cdot 10^{10}} \frac{R}{\gamma} \lambda.$$

Sind also  $b_2$ ,  $b_1$ ,  $R$  und  $\lambda$  gemessen, so ist auch  $C$  und  $L$  dadurch gegeben. Hier ist der rechnerischen Genauigkeitsforderung, daß  $b_2$  bedeutend größer als  $b_1$  sein muß, physikalisch nur durch die Empfindlichkeit der Meßinstrumente, die zur Aufnahme von Resonanzkurven dienen, eine Grenze gesetzt. Daß man nach dieser Methode bei quasistationären Systemen sehr genaue Resultate erzielen kann, wenn man zur Dekrementbestimmung vollständige Resonanzkurven mit ungedämpften Schwingungen aufnimmt, wurde vom Verfasser durch Prüfung der Gleichung (6) in einer früheren Arbeit<sup>1)</sup> gezeigt.

§ 8. Bei nicht quasistationären Oszillatoren sind indessen noch einige Fragen zu beantworten. Der einfachste Fall sei angenommen, daß das System in seiner Grundschwingung erregt ist und nur einen Strombauch aufweist. Wird in ein solches System ein Widerstand eingeschaltet, so tritt keine Änderung der Wellenlänge ein im Bereich der Genauigkeit von Gleichung (5). Daraus folgt mit großer Wahrscheinlichkeit, daß auch die „wirksame“ Kapazität und Selbstinduktion dadurch keine Änderung erfahren.

Zweitens ist, wegen der Stromverteilung auf dem System, klar, daß, wenn Gleichung (2) überhaupt gelten soll, der Widerstand im Strombauch liegen muß. Nimmt man nun zunächst an, daß der ganze Energieverlust des Systems durch Joulesche Wärme bedingt ist, so nimmt die Differentialgleichung des Schwingungsvorganges bekanntlich<sup>2)</sup> für das nichtquasistationär schwingende System dieselbe Form an, wie die für ein quasistationäres, wenn man u. a. für  $R$  den Wert setzt

$$R = \int_0^l R_z f(x)^2 dx,$$

1) C. Fischer, Ann. d. Phys. 28. p. 57. 1909.

2) Vgl. z. B. Zenneck l. c. p. 362.

wobei  $R_x$  der Widerstand an der Stelle  $x$  des Oszillators von der Länge  $l$  bedeutet, und  $f(x)$  eine periodische Funktion darstellt, die im Strombauch gleich 1 wird ( $J = |J|f(x)$ ). Denkt man sich demnach das System völlig widerstandslos und nur im Strombauch einen Widerstand  $R_0$  eingeschaltet, so wird  $R = R_0$  in die Differentialgleichung der Schwingung einzuführen sein. Daraus ist zu schließen, daß ein Widerstand im Strombauch sich zum übrigen wirksamen Widerstand des Systems addiert. Es ist dabei vorausgesetzt, daß der Oszillator nicht strahlt. Ein von dem Gesamtwiderstande des Systems unabhängiger Strahlungswiderstand würde nichts an dem Gesagten ändern. Es addiert sich dann zum Jouleschen das Strahlungsdekrement. Anders ist es, wenn das Strahlungsdekrement vom übrigen Energieverlust des Systems abhängig sein sollte, etwa analog dem Funkendekrement. Tatsächlich ist das Kraftfeld eines Oszillators mit nicht kontinuierlicher Erregung von der Dämpfung des Systems abhängig. Es ist deshalb auch nicht unmöglich, daß das Strahlungsdekrement eines Oszillators sich nicht nur mit seinen geometrischen Abmessungen (speziell Kapazität und Selbstinduktion) ändert, sondern auch mit dem Gesamtwiderstande.<sup>1)</sup> Bei ungedämpfter Erregung des Oszillators dagegen erscheint die Größe des Strahlungsdekrementes von dem gesamten Energieverluste der Theorie nach und wie spätere Versuche (vgl. §§ 15 und 19) zeigen, auch tatsächlich unabhängig. Auf Grund dieser Überlegung wurde in der vorliegenden Arbeit ungedämpfte Erregung gewählt.

Damit dürften die theoretischen Bedenken gegen die Methode zur Kapazitäts- und Selbstinduktionsbestimmung aus  $\gamma$ ,  $R$  und  $\lambda$  erledigt sein.

## II. Versuchsergebnisse.

Um die einzelnen fraglichen Punkte im obigen Gedankengang experimentell zu entscheiden, wurde folgender Aufbau gemacht.

§ 9. Zunächst ist Bedingung, daß ein strahlendes System vorliegt, für welches Gleichung (1) genaue Gültigkeit hat. Die

1) Vgl. p. 993, Fußnote 1.

Funkenstation Schöneberg des Telegraphen-Versuchsamtes (vgl. Fig. 2) ist nach Angabe von F. Kiebitz<sup>1)</sup> in diesem Sinne gebaut. Die Antenne ist ein aus vier Drähten bestehendes

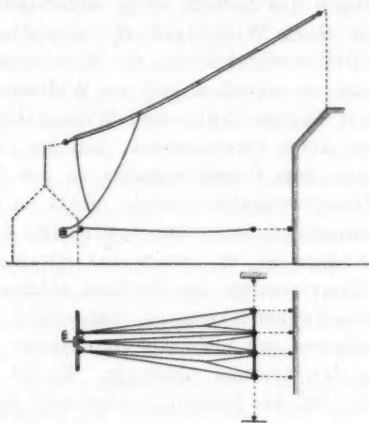


Fig. 2.

vierkantiges, quadratisches Prisma mit den Dimensionen  $42 \text{ m} \times 0,5 \text{ m} \times 0,5 \text{ m}$ , welches ausgespannt ist zwischen zwei Masten von 39 bzw. 18 m über dem Erdboden. Dieselbe ist zur Vermeidung von induzierenden Strömen von allen Metallteilen möglichst entfernt gehalten. Speziell besteht der Mast, an dem sie befestigt ist, aus Holz. Zur Vermeidung von Verlusten durch Erdströme ist ein Gegengewicht vorgesehen in 5,5 m Höhe über dem Boden. Seine Gestalt ist aus Fig. 2 (Grundriß) zu ersehen. Die Länge des Paralleltrapezes ist 26 m, die parallelen Seiten sind 10 und 3 m lang. Verluste durch Sprühen erscheinen bei den geringen Spannungen, wie sie in dieser Arbeit verwendet werden, ausgeschlossen.

§ 10. Die Wellenlänge von Antenne und Gegengewicht ohne eingeschaltete Spule beträgt ca. 200 m. Es ist nun die Frage, von welcher Wellenlänge an können die beiden Luftleitergebilde ohne großen Fehler als selbstinduktionslos auf-

1) Vgl. dazu F. Kiebitz, Elektrotechn. Zeitschr. 1908. p. 1267.

gefaßt werden. Zu dem Zwecke wurden der Reihe nach Spulen (auf Preßspankernen) von verschiedener Selbstinduktion zwischen die Luftleiter geschaltet, und mittels eines variablen auf Wellenlängen geeichten Stationsprüfers erregt. Die Resonanz wurde mit einem aperiodischen lose gekoppelten Bleiglanzdetektor (1) bestimmt. Bei jeder Spule wurden sodann die Luftleiter durch einen Drehkondensator ersetzt und der nunmehr geschlossene Kreis auf die gleiche Wellenlänge wie das entsprechende offene System gebracht.

In Fig. 3 sind die Einstellungen des Kondensators eingezeichnet in der Abhängigkeit von der Wellenlänge. Man

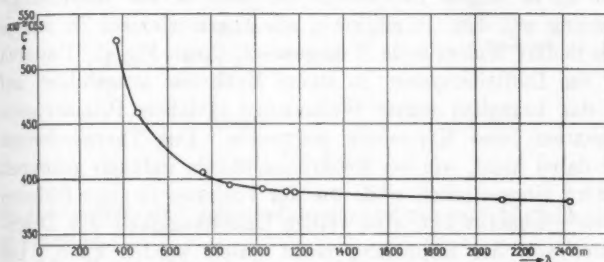


Fig. 3.

ersieht daraus 1. daß bei kleinen Spulen (kleinen Wellenlängen) der Kondensator eine beträchtliche Selbstinduktion, die durch das Abschalten der Luftleiter verloren gegangen ist, mit zu ersetzen hat, 2. daß von der Wellenlänge ca. 800 m an (Selbstinduktion mit langsamen Wechsels bestimmt zu ca.  $4,8 \cdot 10^5$  cm) die Kapazität der Luftleiter mit einem Fehler von ca. 5 Proz., von 1000 m ab ( $L = 7,2 \cdot 10^5$  cm) mit ca. 3 Proz. Fehler mit der Kapazitätseinstellung des Kondensators gleichgesetzt werden darf.<sup>2)</sup>

1) K. Bangert, Physik. Zeitschr. 11. p. 126. 1910.

2) Unter der Annahme, daß 1. die Spulenkapazität klein gegenüber der Antennenkapazität ist, und 2. daß trotz des Einschaltens von Spulen die Antennenkapazität unverändert bleibt, ist die Gleichung der Kurve:

$$C_K - C_A = \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2} C_A,$$

§ 11. Bei den hier näher zu besprechenden Versuchen wurde mit einer Wellenlänge von 1175 m gearbeitet. Die auf einen Preßspankern aus 0,14 cm dickem, isoliertem Kupferdraht gewickelte, einlagige Zylinderspule<sup>1)</sup> hatte einen Durchmesser von 20,37 cm und bei 104 Windungen eine Höhe von 38,5 cm. Der Strombauch des Systems Antenne-Spule-Gegengewicht wurde durch Ableuchten mit einer kleinen, geerdeten Heliumröhre bestimmt, während das System durch einen Lichtbogen erregt wurde. Die Genauigkeit war viel größer als es für die vorliegenden Versuche nötig ist. In dem so festgelegten Strombauch wurde die Spule aufgeschnitten und mittels einer 2,8 m langen Doppellitze ein Ring  $K$  zur Koppelungsänderung mit dem Primärkreis, ein Thermoelement  $Th$  und je nach Bedarf Widerstände  $R$  eingeschaltet (vgl. Fig. 4). Dadurch war das Luftleitersystem zu einem Meßkreise ausgebildet, auf den das bezüglich seiner Wellenlänge variable Primärsystem in extrem loser Koppelung induzierte. Das Thermoelement war dabei nicht, wie bei Meßkreisen üblich, induktiv gekoppelt sondern eingeschaltet, weil, wie der Verfasser in einer früheren Arbeit<sup>2)</sup> bemerkt hat, eine völlige Unabhängigkeit des Dekrements von der Koppelung nicht erzielt werden kann. Die durch Einschalten hervorgerufene kleine Vermehrung des Widerstandes (Gleichstromwiderstand =  $1 \Omega$ ) der Antennenanordnung

wobei  $C_A$  bzw.  $C_K$  die Kapazität der Luftleiter bzw. des Ersatzkondensators und  $\lambda_0$  die Länge der Eigenwelle der beiden Luftleiter ohne zwischengeschaltete Spule bedeutet. Wird  $\lambda$  immer größer, so nähert sich die  $C_K$ -Kurve also dem Werte  $C_A$  asymptotisch.

Während die zweite Voraussetzung nur für große  $\lambda$ -Werte immer genauer gültig wird, bedeutet die erste im vorliegenden Fall nur eine grobe Annäherung, weshalb auch der Plan, die Kapazität der ganzen Anordnung auf diese Weise zu bestimmen, fallen gelassen wurde.

1) Da dieselbe Spule nachher auch für das nichtstrahlende System verwendet werden muß, wäre eine Ringspule hier am Platze gewesen. Es wurde darauf Verzicht geleistet, einerseits weil eine solche bei gleichem Drahtquerschnitt und gleicher Selbstinduktion, wie obige Spule, zu große Dimensionen angenommen hätte, selbst im günstigsten Falle, wenn der Spulenradius gleich der Hälfte des mittleren Ringradius ist. Andererseits trägt bekanntlich eine eingeschaltete Zylinderspule sehr wenig zur Strahlung bei.

2) Vgl. l. c. p. 65, Fußnote 2.

fällt andererseits, da das Strahlungsdekrement sich als eine Differenz darstellt, aus dem Endresultat heraus und kommt bei

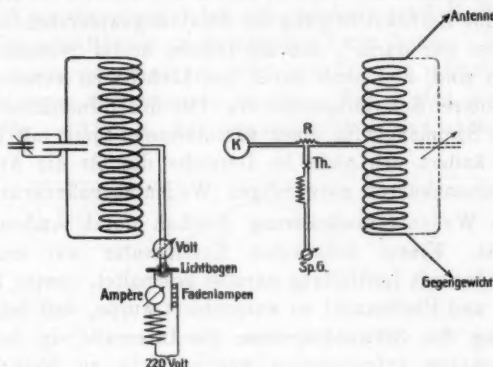


Fig. 4.

der Kapazitäts- und Selbstinduktionsbestimmung ebenfalls nicht in Betracht.

Als Zusatzwiderstände wurden Graphitstäbe verwendet (Koh.-J.-Noor 8 H.) mit der Leitfähigkeit  $\sigma \sim 6 \cdot 10^{-9}$  C.G.S.<sup>1)</sup> Sie waren durch ein Bad aus bestem Uhrenöl gegen Temperaturänderung geschützt. Die Widerstände wurden mit Wechselstrom geeicht.

Die drei genannten in den Strombauch eingeschalteten Instrumente sowie das Spiegelgalvanometer waren isoliert aufgestellt, damit nicht durch Erdung im Strombauch die Dämpfungsresultate falsch würden.

§ 12. Der Primärkreis war ein ungedämpft schwingender. Die Methode zur Aufnahme von Resonanzkurven und deren Genauigkeit wurde in einer früheren Arbeit<sup>2)</sup> besprochen. Auch hier wurde im Primärsystem große Selbstinduktion und kleine Kapazität verwendet und stets bei gleicher Lichtbogenspannung

1) Eine Korrektur von 0,1 Proz. wegen Skineffekt wäre für die Widerstände erst von der Wellenlänge  $\lambda = 2,4$  m an anzubringen, kommt also hier nicht in Betracht.

2) Vgl. p. 984, Fußnote 1.



gearbeitet. Der einzige Unterschied von dem dort Gesagten besteht darin, daß hier der Primärkreis der variable ist und der Sekundärkreis unverändert bleibt. Die Theorie der Resonanzkurve ohne Berücksichtigung des Strahlungswiderstandes ändert sich dabei nur darin<sup>1)</sup>, daß die Indizes beider Systeme zu vertauschen sind, und auch durch den Lichtbogen treten dadurch keine weiteren Schwierigkeiten ein: Der durch Induktion hervorgerufene Stromeffekt in einer geschlossenen Spule mit Thermoelement ändert sich nicht im Bereiche der für die Aufnahme von Resonanzkurven notwendigen Wellenlängenänderung.

Die Wellenlängenänderung geschah durch Änderung der Kapazität. Einem konstanten Kondensator war ein Drehkondensator mit Luftfüllung parallel geschaltet, dessen Plattenabstand und Plattenzahl so ausprobiert wurde, daß bei kleiner Dämpfung des Sekundärsystems die Intervalle, in denen die Resonanzkurve aufgenommen wurde, nicht zu klein wurden und daß bei größerer Dämpfung im Bereiche der Resonanzkurve die  $\lambda^2$ -Kurve als lineare Funktion der Kondensatorgrade betrachtet werden konnte. Die Eichung des ganzen Systems auf Wellenlängen wurde durch Vergleich mit einem Dönitzschen Wellenmesser ausgeführt, der von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeicht war.

§ 13. Das Sekundärsystem wurde unverändert gelassen aus folgenden Gründen. Gegen eine Veränderung der Wellenlänge etwa durch einen angeschalteten Selbstinduktionsvariator sprechen die bekannten Tatsachen, daß der Widerstand und die Koppelung dadurch geändert werden. Bezüglich einer Kapazitätsänderung andererseits kommt nur eine Schaltung entsprechend Fig. 1b in Betracht. Dabei sind aber einerseits die Schwingungsverhältnisse nicht völlig definiert, andererseits ergaben Vorversuche eine Abhängigkeit des Dekrementes von der Größe der zum Luftleiterkondensator parallel geschalteten Kapazität.<sup>2)</sup>

1) R. Rüdenberg, l. c., berechnet eine quadratische Abhängigkeit des Strahlungswiderstandes von der einfallenden Wellenlänge. Vgl. hierzu p. 992, Fußnote 1.

2) Bei einem sehr großen Parallelkondensator von ca.  $4800 \cdot 10^{-11}$  C.G.S. ergab sich ein Strahlungsderecrement von der Größenordnung 0,002. Wurden

§ 14. Mit diesem Aufbau war nun zunächst die Frage zu entscheiden, ob der Energieverbrauch des Systems durch Strahlung einen exponentiellen Abfall der Schwingung bedingt. Wenn dies der Fall ist, und nur dann, muß die Resonanzkurve die von Bjerknes berechnete Form haben. Nach Beseitigung von verschiedenen Störungen konnten tatsächlich derartige Kurven aufgenommen werden. Fig. 5 gibt eine davon wieder für  $\lambda = 1174,9$ . Die eingezeichnete Kurve ist theoretisch

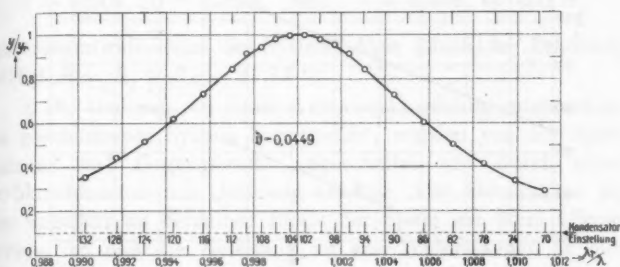


Fig. 5.

für  $b = 0,0449$  berechnet, die eingezeichneten Punkte sind die gemessenen. Indem, wie aus dem Folgenden zu ersehen ist, hier das Strahlungsdekrement weit größer als das Joulesche Dekrement ist, so ist aus der völligen Übereinstimmung der gemessenen und der theoretischen Kurve zu schließen, daß die Amplitudenkurve auch bei strahlenden Systemen eine Exponentialkurve ist, und daß man also bei einem bestimmten

zweitens die Luftleiter nur durch Einschalten von Selbstinduktion auf dieselbe Wellenlänge ( $\lambda = 960$  m) gebracht, so ergab sich bei der Gesamtkapazität  $369 \cdot 10^{-21}$  C.G.S. ein Strahlungsdekrement 0,029 (die Daten sind nach Kurven interpoliert). Denkt man sich das Strahlungsdekrement als das Verhältnis zwischen der pro Periode ausgestrahlten Energie und der Gesamtenergie und fordert man, daß die Antenne in beiden Fällen bei gleicher Spannung gleichviel ausstrahlt (vgl. p. 980, Fußnote 3), so müssen sich die beiden Dekremente umgekehrt wie die Energiemengen der Systeme, d. h. umgekehrt wie die Kapazitäten verhalten. Der Größenordnung nach stimmt dies mit den Messungen überein.

Aufbau von einem *konstanten Strahlungswiderstande* sprechen kann.<sup>1)</sup>

§ 15. Schaltet man nun in das Sekundärsystem mit dem Dekrement  $\delta_0 = 0,0449$  Widerstände ein, so wächst das Dekrement bei  $14,83 \Omega$  auf  $\delta_1 = 0,0755$ , und bei  $22,13 \Omega$  auf

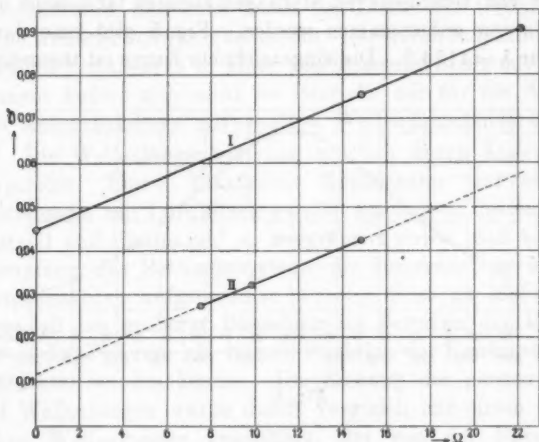


Fig. 6.

$\delta_2 = 0,0907_0$ . Fig. 6 I zeigt, daß das Dekrement des Systems eine lineare Funktion des Widerstandes  $R$  ist von der Form

$$(9a) \quad \delta = \delta_0 + A R,$$

wobei

$$(9b) \quad A = \pi \sqrt{\frac{C}{L}} = 2,067 \cdot 10^{-3}$$

ist. Daraus ist erstens zu schließen, daß, wenn das Strahlungsdekretment überhaupt vom Gesamtdekretment abhängig sein sollte, diese Abhängigkeit nur linear sein kann. Der Beweis

1) Gleichzeitig ist dadurch bewiesen, daß die von Rüdénberg, l. c., berechnete Abhängigkeit des Strahlungsdekretmentes von der Länge der einfallenden Welle nicht besteht, indem eine Änderung des Strahlungsdekretmentes um ca. 3 Proz. (zwischen den Grenzen  $\lambda_r / \lambda = 0,990$  u.  $1,01$ ), die nach der Theorie zu erwarten wären, die Kurve stark unsymmetrisch erscheinen ließe.

für die völlige Unabhängigkeit kann erst später (§ 19) gegeben werden.<sup>1)</sup>

Zweitens beweist die Linearität, daß Nebenentladungen, die sich in der Abhängigkeit der Dämpfung von der Amplitude bemerkbar machen würden, nicht vorhanden sind.

Nach Gleichung (7) und (8) ergeben sich aus obigen Dekrementwerten für die mittlere Wellenlänge<sup>2)</sup>  $\lambda = 1174,9$  m die Werte für Kapazität und Selbstinduktion des Systems zu

$$C = 410,3 \cdot 10^{-21} \text{ C.G.S.} \quad \text{und} \quad L = 9,468 \cdot 10^5 \text{ C.G.S.}$$

Der Gesamtwiderstand des Systems ohne künstliche Erhöhung beträgt  $R = R_1 + R_2 = 21,71 \, \Omega$ .

§ 16. Um nun ein dieser Antennenanordnung entsprechenden geschlossenes System herzustellen, wurden von der Spule Antenne und Gegengewicht abgeschaltet und durch einen Drehkondensator mit Ölfüllung ersetzt. Der Strombauch lag hier ungefähr an derselben Stelle der Spule wie beim offenen System, so daß die Zuleitung zu den Widerständen an derselben Stelle eingeschaltet bleiben konnte. Der Kondensator wurde auf eine Kapazität von  $388,0 \cdot 10^{-21}$  C.G.S. eingestellt. Er war verglichen mit dem von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeichten Kondensator des Dönnitzschen Wellenmessers. Die Wellenlänge betrug 1167,3 m mit einer relativen Genauigkeit von 0,3 Promille.

§ 17. Die sehr kleine Dämpfung  $b_0$  dieses Kreises konnte aus später zu nennenden Gründen nicht bestimmt werden. Es ergab sich aber mit einem Widerstande  $R_1 = 7,563 \, \Omega$  das

1) Für nicht kontinuierliche Schwingungen besteht nach den Messungen von Gerth (Physik. Zeitschr. 11. p. 16. 1910) gleichfalls eine lineare Abhängigkeit zwischen dem Gesamtdékrement der Antenne und dem eingeschalteten Widerstande, gleichgültig ob darin der Zusatzwiderstand im Strombauch eingeschaltet war oder nicht, was aus der Arbeit nicht hervorgeht.

2) Die Kurven zeigten Wellenlängenunterschiede bis zu 2 Promille, während die relative Meßgenauigkeit der Wellenlänge auf 0,3 Promille geschätzt wurde. Die Änderungen zeigten in bezug auf die Größe des eingeschalteten Widerstandes keinen Gang und auch bei gleichem Widerstande treten Unterschiede bis zu 1 Promille auf. Da die Kurven nicht am selben Tage aufgenommen worden sind, so lassen sich die Unterschiede auf kleine Kapazitätsänderungen der Luftleiter zurückführen.

Dekrement zu  $\delta_1 = 0,0274$ , mit  $R_2 = 9,871 \Omega$  zu  $\delta_2 = 0,0321$ , und mit  $R_3 = 14,83 \Omega$  zu  $\delta_3 = 0,0425_0$ . Aus der Linearität der Abhängigkeit zwischen  $\delta$  und  $R$  (vgl. Fig. 6 II) von der Form

$$(10a) \quad \delta = \delta_0 + B R$$

ergibt sich

$$(10b) \quad \begin{cases} \delta_0 = 0,0116, \\ B = 2,078 \cdot 10^{-3}. \end{cases}$$

Für Kapazität und Selbstinduktion ergeben sich die Werte

$$C = 409,7_3 \cdot 10^{-21} \text{ C.G.S.} \quad \text{und} \quad L = 9,359_7 \cdot 10^5 \text{ C.G.S.},$$

und für den nicht künstlich erhöhten Widerstand  $R_0 = 5,613 \Omega$ .

Die Kapazität des ganzen Systems ( $409,7 \cdot 10^{-21}$  C.G.S.) vermindert um die des Kondensators ( $388,0 \cdot 10^{-21}$  C.G.S.) ergibt die Kapazität der Spule und der Zuleitungen zu  $21,7 \cdot 10^{-21}$  C.G.S. Der Größenordnung nach erscheint der Wert richtig.

Die Selbstinduktion der Spule mit dem in der Mitte eingeschalteten Koppelungsring betrug für langsame Wechsel  $9,49_8 \cdot 10^5$ . Die Abnahme derselben für schnelle Schwingungen um 1,5 Proz. erklärt sich erstens aus dem nicht quasistationären Schwingungszustand und zweitens durch den Skineffekt bei schnellen Schwingungen. Die Selbstinduktion des geschlossenen Systems ist um 1,2 Proz. kleiner als die offenen.

Der Widerstand des Thermoelementes war  $1,027 \Omega$ , der Gleichstromwiderstand der Spule (inkl. Koppelungsring) war  $1,005 \Omega$ . Die Zunahme des Spulenwiderstandes von  $1 \Omega$  auf  $4,6 \Omega$  durch Skineffekt steht im Einklang mit anderweitigen Messungen.<sup>1)</sup>

§ 18. Die Differenz des Gesamtwiderstandes des offenen und des geschlossenen Systems ergibt den Strahlungswiderstand des ersteren

$$R_{\Sigma} = 21,71_0 - 5,61_3 = 16,09_7 \Omega.^2)$$

Rechnet man das Dekrement des geschlossenen Kreises auf die Kapazität und Selbstinduktion des offenen um nach Glei-

1) Vgl. J. Zenneck, l. c. p. 58.

2) Nach Rüdenberg l. c. wäre der Wert

$$R_{\Sigma} = 80 \pi^2 \left( \frac{l}{\lambda} \right)^2 < 800 \left( \frac{39}{1175} \right)^2 = 0,9 \Omega$$

zu erwarten.

chung (4), so ergibt sich  $b_j = 0,0114_s$  und folglich das Strahlungsdekrement des offenen Systems zu

$$b_z = 0,0449 - 0,0114_s = 0,0334_s.$$

§ 19. Die beiden Systeme, zu denen die Kurven Fig. 6 I und II und die Gleichungen (9) und (10) gehören, unterscheiden sich im wesentlichen nur dadurch, daß das eine strahlt, das andere nicht. Beide Kurven sind annähernd parallel: die Proportionalitätsfaktoren ( $A$  und  $B$  in (9) und (10)) sind um 0,6 Proz. verschieden. Aus der Parallelität der beiden Kurven ist zu schließen, daß der durch Strahlung hervorgerufene Anteil des Dekrements unabhängig vom Widerstande des Systems ist. Dabei ist allerdings zu bemerken, daß die Neigung der Geraden II (Fig. 6) von der Einstellung des Kondensators abhängt. Wäre er so eingestellt worden, daß die Wellenlängen beider Systeme gleich geworden wären, wäre also die fehlende Selbstinduktion der Luftleiter durch Kapazität ersetzt worden — und dieses ist der denkbar ungünstigste Fall —, so würden die Proportionalitätsfaktoren  $A$  und  $B$  um 1,2 Proz. voneinander abweichen.

### III. Experimentelle Fehlerquellen.

§ 20. Über die Schwierigkeiten, welche die Aufnahme von Resonanzkurven mittels ungedämpfter Wellen bietet, wurde in einer früheren Arbeit<sup>1)</sup> berichtet. Hier sei im Anschluß an die Arbeit von Vollmer<sup>2)</sup> noch folgendes hinzugefügt. Vollmer legt klar, daß die Resonanzkurve durch Schwankungen von Intensität und Wechselzahl der Schwingung eines mit dem Lichtbogen erregten Oszillators unrichtig ausfällt. Nach seiner sehr wahrscheinlichen Annahme rühren die kleineren Schwankungen von dem unruhigen Brennen des Bogens zwischen den kraterförmigen Vertiefungen der Elektroden her. Bei den vorliegenden Versuchen wurden als Elektroden Kohle gegen Kupfer, als Gas Wasserstoff mit Aceton vermischt, verwendet. An der Kohle setzt sich dabei ein graphitartiger Stift an von ca. 1 mm Durchmesser, so daß der Bogen von da an zwischen der Spitze des Stiftes und der Kupferplatte brennt. Wächst

1) Vgl. p. 984 Fußnote 1.

2) Vollmer, Jahrbuch d. drahtl. Telegr. 3. p. 118 u. 214. 1910.

also der Stift zur Achse der Kohle zentriert an — und darauf wurde stets großer Wert gelegt — und ist die durch Wasser gekühlte Metallelektrode aus so dünnem Blech (hier<sup>1)</sup> auf 0,4 mm abgedreht), daß die Kühlung ein Ausschmelzen möglichst vermindert, so sind die Ursachen für Schwankungen der Bogenlänge so gut wie möglich beseitigt. Die Konstanz wurde mit einem aperiodischen Detektorkreise (Spule—Bleiglanzdetektor, Sperrkondensator, Telephon) untersucht. Wurde derselbe mit dem Schwingungskreise gekoppelt, so gab der Detektor einen kontinuierlichen Gleichstrom im Telephon. Kleine Änderungen dieses Stromes mußten ein Knacken in dem sehr empfindlichen Telephon hervorrufen. Tatsächlich mußte der Detektorkreis extrem fest mit dem Schwingungskreise gekoppelt werden, um überhaupt Intensitätsschwankungen anzuzeigen. Neben einem sehr schwachen Tone (ca. 500 Schwingungen pro Sekunde), der auf die Maschine der Elektrizitätszentrale zurückzuführen ist, wurden auch unregelmäßige Intensitätsschwankungen konstatiert, deren zeitlicher Abstand von der Größenordnung der Schwingungsdauer des Galvanometers war. Endlich sei noch bemerkt, daß bei der konstanten mittleren Bogenspannung, bei der die Kurvenaufnahme erfolgte, auch die Stärke des Speisestromes konstant blieb während der Zeit der Messung (4—6 Min.). Immerhin mögen die kleinen Schwankungen mit dafür bestimmend gewesen sein, daß einwandfreie Kurven bei kleinen Dekrementwerten nicht aufgenommen werden konnten.

§ 21. Ein anderer Grund, der die Kurvenaufnahme viel stärker beeinflusste, lag in folgender Tatsache. Koppelt man ein zweites System gleicher Wellenlänge mit dem primären, so tritt eine eigenartige Koppelungserscheinung auf.

Bei Funkenerregung kann man die durch Koppelung zweier abgestimmter Systeme entstehenden zwei Wellen mit Hilfe eines dritten variablen Kondensatorkreises (Wellenmessers) feststellen. Man erhält dabei die bekannte Kurve mit den zwei Maximis. Bei der ungedämpften Erregung des Primärsystems durch den Lichtbogen zeigt dagegen der Wellen-

1) Solange der Boden des Wasserkühlungsgefäßes noch ca. 1½ mm stark war, war die Aufnahme von Resonanzkurven unmöglich.



messer nur die eine oder die andere der beiden Koppelungs-  
wellen. Dafür ein Beispiel.

Zwei gleichgebaute Kreise mit großer Selbstinduktion ( $L \sim 27 \cdot 10^5 \text{ cm}$ ) und kleiner Kapazität wurden auf die Wellenlänge 2792 m gebracht. Nach der Koppelung wurde 2752 m mit einem Wellenmesser konstatiert, mit der Intensität 0,06 Watt im Meßkreise. Nachdem nichts weiter an dem Aufbau geändert war, als daß der Kondensator des Primärsystems sehr wenig vergrößert und dann wieder auf die alte Einstellung zurückgebracht worden war, zeigte der Wellenmesser nur die Welle 2830 m an mit der Intensität 0,017 Watt.<sup>1)</sup> Aus der größeren Welle und der Grundwelle berechnet sich die Koppelung zu  $k = 0,0274$ . Mit der kleinen Welle wird  $k = 0,0288$  berechnet. Der Unterschied ist durch Ungenauigkeit der Wellenlängenbestimmung völlig zu erklären.

§ 22. Zur genaueren Untersuchung des Vorganges wurde in das Sekundärsystem ein Strommesser eingeschaltet und mit ihm bei derselben Koppelung wie oben durch Veränderung des Primärsystems eine Resonanzkurve aufgenommen. Dabei erhält man folgendes Kurvenbild (Fig. 7).<sup>2)</sup> Zunächst gehen wir von kleinen primären Wellenlängen zu großen über. Der Effekt im sekundären Kreise steigt allmählich, auch über die Resonanzlage beider Systeme hinaus. Dann fängt die Bogenlampe an unruhig zu brennen, die Elektrodenspannung steigt etwas, und plötzlich fällt der sekundäre Stromeffect zu Werten herab, die zu einer ganz anderen Kurve gehören. Diese Kurve erhalten wir, wenn wir jetzt mit der Wellenlänge zurückgehen.

1) Es wurde versucht, ob die beiden Maxima der Resonanzkurven des Primärkreises (allein) gleich hoch gemacht werden könnten analog der „empfindlichen Kurve“ von M. Wien (Ann. d. Phys. 25. p. 7. 1908). Tatsächlich ergab sich, daß für die Wellenlänge 2802 m des Primärkreises beide Maxima gleich waren, daß ferner für kleinere Wellen des Primärkreises die Intensität der kürzeren Koppelungswelle die größere war, für größere Primärwellen als 2802 m dagegen umgekehrt. (Im letzten Fall war die kleinere Koppelungswelle nur mühsam im Primärkreis aufrecht zu halten.) Die Einstellung des Primärkreises auf 2802 m entsprach aber nicht der Resonanzwelle (2785 m) zwischen den beiden gekoppelten Systemen.

2) Der Effekt ist mit einem für schnelle Schwingungen nicht geeigneten Hitzdrahtinstrument bestimmt.

Auch hierbei tritt ein solcher Sprung ein, aber auf der anderen Seite der Resonanzlage. Nach diesem Sprunge treten wieder die Effektwerte der ersten Kurve auf.

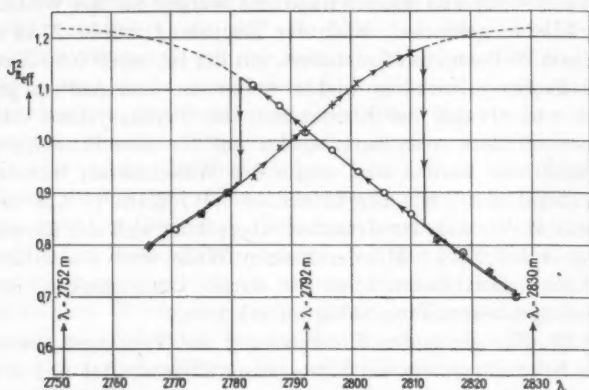


Fig. 7.

Nimmt man an, daß bei dem Versuch trotz der gegenseitigen Verstimmung beider Systeme die beiden Koppelungswellen sich nicht wesentlich ändern, so ist das Ergebnis dadurch zu erklären, daß man hier den Primärkreis auf die eine oder andere Koppelungswelle abstimmen kann, daß aber von einer bestimmten Grenze an der Flammenbogen die immer größer werdende Energieabgabe nicht mehr leisten kann. Entsprechend müßten die beiden Kurven von Fig. 7 ungefähr in der durch gestrichelte Linien angedeuteten Weise ergänzt werden.

In der oben erwähnten Arbeit wurden nun vom Verfasser auch bei sehr loser Koppelung zweier Systeme sprungweise Änderungen der Wellenlänge konstatiert, die nur bei ganz ruhigem Brennen des Bogens nicht auftreten. Betrachtet man in der dort als Beispiel angegebenen Figur die zwei Kurven als Resonanzkurven beider Koppelungswellen, so berechnet sich für die Koppelung der Wert  $6,7 \cdot 10^{-4}$ . Berechnet<sup>1)</sup>

1) Laut Protokoll war bei der Aufnahme der durch die dortige Fig. 3 wiedergegebenen Kurven die Koppelung dieselbe, wie bei der dortigen Fig. 8.

nach Maxwell'schen Gleichungen ergibt sich  $k = 6,9 \cdot 10^{-4}$ . Aus der Übereinstimmung beider Zahlen ersieht man, daß es sich tatsächlich um die zwei Koppelungswellen handelte.

Für die Aufnahme der Resonanzkurven mit ungedämpften Wellen liegt in dieser Tatsache eine erhebliche Schwierigkeit, indem die Schwingung beim Überschreiten des Resonanzpunktes bei etwas zu fester Koppelung in die andere Koppelungswelle umzuschlagen droht.<sup>1)</sup> Je größer die Dämpfung des Sekundärsystems ist, um so weniger leicht tritt einerseits der Umschlag ein, andererseits macht er bekanntlich bei konstanter Koppelung auf das Dekrement prozentisch um so weniger aus. Bei sehr kleinen Dekrementen ( $b = 0,01$ ) konnten Resonanzkurven überhaupt nicht mehr aufgenommen werden.

§ 23. Eine andere große Schwierigkeit bei der Dekrementbestimmung der nicht quasistationären Oszillatoren mit einem Aufbau, wie ihn Fig. 4 veranschaulicht, liegt darin, daß Primär- und Sekundärsystem Oberschwingungen zeigen. Angenommen, das Sekundärsystem schwinde gleichzeitig mit der Grundschwingung auch in einer geradzahligen harmonischen Oberschwingung, so würden die Stromeffekte beider Schwingungen durch das im Strombauch eingeschaltete Hitzdrahtinstrument gleichzeitig gemessen. Die Resonanzkurve wird also ganz falsch ausfallen. Ist gleichzeitig mit der Grundschwingung eine ungeradzahlige Oberschwingung vorhanden, so macht dieselbe für die Angaben des Thermoelementes nichts aus, aber das Galvanometer wird unter Spannung gesetzt. Tatsächlich wurde bei Versuchen mit verschiedenen Anordnungen in der Schaltungsweise von Fig. 4 beobachtet, daß einerseits die Resonanzkurve kein konstantes Dekrement zu berechnen erlaubte, und daß das Gehänge des Spiegelgalvanometers hin- und herpendelte. Um Klarheit über das Auftreten und die Wellenlänge der Oberschwingungen zu schaffen, wurden folgende Versuche angestellt.

1) Dies scheint auch bei der in Fig. 10 der früheren Arbeit angegebenen Kurve der Fall gewesen zu sein. Dadurch, daß sich die Primärenergie gleichzeitig geändert hat, wird aber die Erscheinung etwas verdeckt: die beiden Hälften der Kurve zu beiden Seiten der Resonanzlage ergeben auch bei horizontaler Parallelverschiebung keine theoretisch richtige Kurve.

§ 24. In verschiedene, offene und geschlossene Systeme mit großer Selbstinduktion und kleiner Kapazität wurde die Bogenlampe in den Strombauch eingeschaltet. Die mit einem Wellenmesser konstatierten Oberschwingungen sind dabei bekanntlich immer von sehr geringer Intensität bezüglich der der Grundschiwingung. Innerhalb der Fehlergrenze des Versuches von ca. 1 Proz. wurden die Oberschwingungen (bei manchen Systemen von der ersten bis zur sechsten) als harmonisch befunden zur Grundschiwingung. Unharmonische Oberschwingungen konnten nie beobachtet werden.

Es wurde ferner ein solches System ohne Bogenlampe mit einem ungedämpft schwingenden Kreise induktiv gekoppelt, um die Frage zu beantworten, durch welche Wellenlängen dasselbe erregt werden könne. Es ergab sich erstens, daß die Wellenlängen, durch welche das System zum Mitschwingen gebracht werden konnte, im allgemeinen in keinem ganzen Zahlenverhältnis zu der Grundwelle standen.<sup>1)</sup> Zweitens wurden diese Oberschwingungen als Grund- und Oberschwingungen einzelner Teile des Oszillators erkannt, die zwischen zwei Reflexionsstellen liegen. Als solche Reflexionspunkte sind bei einem Aufbau von der Form der Fig. 4 die Spulenenden, die Übergangsstellen vom Draht in den Luftleiter und die selbstinduktionslose Zuleitung zum Koppelungsring aufzufassen. Als z. B. eine Spule von ca.  $7 \cdot 10^6$  C.G.S. Selbstinduktion zwischen Antenne und Gegengewicht geschaltet wurden, konnte das System u. a. durch die Wellenlänge 1520 m und 1120 m erregt werden. In der ersteren wurde die Welle des Teilsystems: Antenne-Spule resp. Gegengewicht-Spule erkannt, die zweite entsprach dem Systeme Spule und Zuleitungen zu den Luftleitern. Festgestellt wurde dies einerseits durch die für die Schwingungen charakteristische Spannungsverteilung, die mittels einer kleinen, geerdeten Heliumröhre untersucht wurde, und zweitens dadurch, daß die Eigenwellen dieser Teilsysteme einzeln bestimmt wurden.

Für die Aufnahme von Resonanzkurven ist aus diesen Versuchen zu schließen, daß die harmonischen Oberschwin-

1) Dasselbe gilt für Spulen ohne angehängte Kapazität. Vgl. F. Kiebitz, Verh. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. p. 104. 1910.

ungen des Primärsystems das Sekundärsystem im allgemeinen nicht erregen können. Ausgenommen ist der Fall, daß die Wellenlänge der Teilschwingungen des Sekundärsystems harmonisch zur Grundschiwingung desselben sind. In obigem Beispiel war dies annähernd der Fall: die Grundschiwingung hatte die Wellenlänge 3100 m, zu der die Oberschwingungen des Systems (1520 m und 1120 m) mehr oder weniger harmonisch sind. Darin ist der Grund zu suchen, daß keine brauchbare Resonanzkurve mit dem System aufgenommen werden konnte. Analog war bei den hier beschriebenen Dekrementbestimmungen anfangs eine Oberschwingung: Antenne—halbe Spule—Koppelungsring vorhanden, die als erste annähernd harmonische Oberschwingung durch kapazitative Koppelung mit dem Primärsystem erregt wurde.

§ 25. Die genannten Fehlerquellen für die Aufnahme von Resonanzkurven, d. h. 1. die Perioden- und Intensitätsschwankungen bei ungünstigem Bau des Primärsystems, 2. die Periodenschwankungen infolge von Koppelung und 3. die Oberschwingungen im Sekundärsystem, erschweren das Arbeiten sehr. Ein endgültiges Resultat der Untersuchung über die Abhängigkeit des Strahlungsdekrementes von Kapazität und Selbstinduktion ist deshalb noch nicht erzielt worden.

Die in dieser Arbeit mitgeteilten Zahlen für die Dekremente sind sämtlich aus theoretisch richtigen Resonanzkurven gewonnen, bei denen in jeder Ordinatenhöhe dasselbe Dekrement gefunden wird. Die Kurven sind also unter Verhältnissen aufgenommen, wo die unter III besprochenen Fehlerquellen vermieden waren. Korrekturen an den für das Strahlungsdekrement bzw. den Strahlungswiderstand sich ergebenden Zahlen können deshalb nur noch möglich sein wegen etwa vorhandener kleiner Verluste im Kondensator oder wegen nicht genügender Antennenisolation.

#### IV. Zusammenfassung.

§ 26. a) Bei jedem kontinuierlich schwingenden Oszillator, dessen Schwingung nur einen Strombauch aufweist, ruft ein an dieser Stelle eingeschalteter Widerstand  $R$  eine Dekrementerhöhung hervor, aus der unter Kenntnis von  $R$  der Quotient zwischen wirksamer Kapazität  $C$  und wirksamer Selbstinduktion  $L$

berechnet werden kann. Die Thomsonsche Gleichung gibt andererseits, wenn die Wellenlänge bekannt ist, das Produkt von  $C$  und  $L$ . Beide Größen können also auf Grund der experimentellen Bestimmung einer Wellenlänge, zweier Dekrementwerte und eines Widerstandes berechnet werden. Soweit die Dekremente genau bestimmt werden können, sind die Resultate der Methode einwandfrei.

b) Der Strahlungswiderstand eines offenen Oszillators wurde von den übrigen Verlustquellen unter gewissen Voraussetzungen dadurch getrennt, daß das offene System mit einem äquivalenten, geschlossenen Schwingungskreise verglichen wurde.

c) Die Dekrementbestimmung aus Resonanzkurven mittels ungedämpfter Wellen wird durch folgende zwei Erscheinungen erschwert.

1. Wird ein ungedämpft schwingender Oszillator, bei dem die bekannten Ursachen für die Schwankungen der Wellenlänge und Intensität technisch vermieden sind, mit dem zu untersuchenden Oszillator gekoppelt, so schwingt das erregende System bald in der einen, bald in der anderen Koppelungswelle.

2. Die von den Abmessungen abhängigen Oberschwingungen des zu untersuchenden Oszillators können durch die harmonischen Oberschwingungen des ungedämpften Erregers auf dem Wege der Resonanz verstärkt werden. Dann ist die Dekrementbestimmung durch Aufnahme von Resonanzkurven unmöglich.

(Eingegangen 19. April 1910.)

**4. Die Magnetisierung einiger Legierungen  
als Funktion ihrer Zusammensetzung  
und Temperatur;  
von Kōtarō Honda.**

Bei der thermischen Untersuchung binärer Legierungen wurden im hiesigen Institut auch ihre magnetischen Eigenschaften, soweit dieselben ferromagnetisch waren, berücksichtigt; es wurde für diese Legierungen die Temperatur, bei der ihr Ferromagnetismus praktisch verschwindet, bestimmt und auch die Konzentration festgestellt, bis zu welcher die Magnetisierbarkeit reichte. Über die Resultate dieser Feststellungen hat Hr. Prof. Tammann<sup>1)</sup> zusammenfassend referiert. Es erschien jedoch wünschenswert, wenigstens einen Teil dieser Versuche in mehr quantitativer Weise zu wiederholen.

Außerdem untersuchte ich im Bosscha-Laboratorium des Hrn. Prof. du Bois den Paramagnetismus einiger Legierungspaare in einem Temperaturbereich, wo sie ihren Ferromagnetismus vollständig verloren hatten.

Die Resultate dieser letzteren Untersuchungen sind in der vorliegenden Arbeit mit den früher (im Jahre 1908) in Göttingen bearbeiteten ferromagnetischen Eigenschaften zusammengestellt.

**I. Versuchsmethoden.**

Die Magnetisierung wurde nach der magnetometrischen Methode gemessen. Das Magnetometer befand sich zwischen der eigentlichen Feldspule und einer Kompensationsspule, deren Verbindungslinie westöstlich, d. h. zum magnetischen Meridian senkrecht stand.

Das Magnetometer bestand aus einem kleinen Hufeisenmagnet von 5 mm Länge und 2 mm Dicke, der verbunden mit

1) G. Tammann, Zeitschr. f. physik. Chem. 65. p. 73. 1909.



einem leichten Spiegelchen an einem Spinnfaden in einem engen Kupfergefäße hing.

Zur Untersuchung der Magnetisierung bei gewöhnlicher Temperatur benutzte ich zwei gleiche Spulen mit je 425 Windungen in fünf Lagen, deren Länge 14,55 cm und deren innerer Durchmesser 3,1 cm betrug; das durch einen Strom von 1 Amp. erzeugte Feld<sup>1)</sup> betrug 36,7 Gauss. Diese Spulen wurden so gelegt, daß ihre horizontalen Achsen durch die Magnetpole des Magnetometers gingen. Die Probestücke wurden auf einem Holzlager montiert und konnten in der Magnetisierungsspule stets in die gleiche Lage gebracht werden.

Zur Messung der Magnetisierung in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur benutzte ich die von Lewkonja<sup>2)</sup> angegebene Versuchsanordnung. Die Dimensionen der beiden Spulen waren folgende: Die Länge betrug 9,9 cm, der innere Durchmesser 11,2 cm und der äußere 14,46 cm. Durch einen Strom von 1 Amp. wurde ein Feld von 70,8 Gauss erzeugt.<sup>3)</sup> Diese beiden Spulen wurden oberhalb der Verbindungslinie der beiden Magnetpole vertikal aufgestellt, und zwar ungefähr in einer solchen Höhe, daß das Probestück in der Mitte der Spule auf das Magnetometer seine maximale Wirkung ausübte.

Zur Erwärmung war in der einen der Spulen ein kleiner Ofen aus nicht magnetisierbarem Material angebracht. Außerdem war die Spulenwand hohl, so daß sie zwecks Kühlung von einem Wasserstrom durchflossen werden konnte. Das zu untersuchende Stück wurde in einem Magnesiarohr in die Mitte der Spule gebracht und seine Temperatur, die mittels eines Gebläses leicht über 1000° gesteigert werden konnte, mit einem Thermoelement gemessen. Dieses Thermoelement

1) Das Feld wurde mittels der Formel  $\mathfrak{H} = 4\pi n i$  berechnet, wo  $n$  die Zahl der Windungen pro Zentimeter Spulenlänge bedeutet.

2) K. Lewkonja, Zeitschr. f. anorg. Chem. 59. p. 301. 1903.

3) Das Feld wurde in diesem Falle aus der Formel

$$\mathfrak{H} = 4\pi N i \sum \frac{1}{\sqrt{a^2 + d^2}}$$

berechnet, wo  $N$  die ganze Windungszahl jeder Lage,  $a$  ihren Durchmesser,  $d$  ihre Länge bedeutet, und  $\sum$  auf alle Lagen der Umwickelungen sich bezieht.

berührte das Probestück in einem zu diesem Zweck in dessen Mitte angebrachten engen Loch und war mit ihm zusammen in eine Asbesthülle verpackt.

Die zur genaueren magnetischen Untersuchung günstigste Form *homogenen* Materials ist bekanntlich ein gestrecktes Ellipsoid, dem man eine gleichförmige Magnetisierung erteilen kann. Da aber die Legierungen magnetisch so wie so inhomogen waren, wurden sie in der vom Schmelzrohr kommenden Form von zylindrischen Stücken, deren eine Basis flach, deren andere etwas abgerundet war, untersucht. Die Dimensionen der Stücke waren folgende: Durchmesser 1,3 cm, Länge 1,5 bis 2,0 cm; ihre Masse betrug 20—25 g.

Der Entmagnetisierungsfaktor eines *homogenen* Stäbchens hängt ab von dem Verhältnis „Länge : Durchmesser“. Je größer dieses Dimensionsverhältnis, desto kleiner ist jener Faktor, so daß bei einem konstanten äußeren Felde die wirksame Intensität (äußeres Feld—entmagnetisierendes Feld) mit zunehmendem Werte jenes Verhältnisses immer größer wird. Bei Legierungen, die inhomogen magnetisierbar sind, verhält es sich etwas anders. Der Einfachheit halber denke man sich den Fall, wo das Stäbchen aus einem Aggregat magnetischer und unmagnetischer Polyederchen besteht. Die wirksame Intensität im Innern eines magnetischen Polyeders ist hier gegeben durch das äußere Feld, verringert um die algebraische Summe der Entmagnetisierungswirkungen dieses Polyeders selbst und der übrigen. Für ein gegebenes äußeres Feld nimmt diese Entmagnetisierungswirkung mit zunehmender Anzahl Polyeder von gegebener Größe pro Volumeinheit ab, und daher wird die wirksame Intensität im Innern jedes Polyeders alsdann größer. Wenn also die Permeabilität jedes Polyeders auch konstant bleibt, so nimmt doch die Magnetisierbarkeit des ganzen Stäbchens mit zunehmender Anzahl der Polyedermagnete pro Volumeinheit rascher zu, als es hinsichtlich dieser Anzahl anzunehmen wäre. Als ein Beispiel für diese Verhältnisse möchte ich die von mehreren Forschern<sup>1)</sup> untersuchte Magnetisierbarkeit eines Pulvers, das aus einer Mischung von Eisen und nichtmagnetischen Körpern besteht,

1) A. Winkelmann, Handb. d. Phys. 5. (I) p. 249. 1908.

anführen. In diesem Falle nimmt die Magnetisierbarkeit des Pulvers mit abnehmendem Eisengehalt erheblich schneller ab, als nach einem rein additiven Gesetz zu erwarten wäre.

Die Abhängigkeit der Magnetisierbarkeit einer pulverförmigen Mischung, bestehend aus ferromagnetischen und unmagnetischen Teilchen, von ihrer Zusammensetzung lehrt, daß auch bei Legierungen, wo die Verhältnisse häufig ähnlich liegen, ein linearer Verlauf ihrer Magnetisierbarkeit als Funktion ihrer Zusammensetzung nicht zu erwarten ist, auch wenn diese Legierungen nur aus zwei Kristallarten bestehen; doch konnte man von vornherein nicht sagen, in welchem Maße diese zu erwartende Abweichung auf die Abhängigkeit der Magnetisierbarkeit der Legierungen von der Konzentration wirken wird. Deshalb schien es mir nicht ohne Interesse, zum mindesten für einige Legierungspaare die Magnetisierbarkeit quantitativ in ihrer Abhängigkeit von der Zusammensetzung zu verfolgen, um die Frage zu entscheiden, wie weit jene Wirkung die zu erwartende Abhängigkeit der Magnetisierbarkeit von der Zusammensetzung verschleiert. Die Beziehungen zwischen der Magnetisierbarkeit und der Konzentration kann man nur genau studieren in para- und diamagnetischen Körpern, für welche die gegenseitige Wirkung der magnetisierten Teilchen bzw. die Entmagnetisierung zu vernachlässigen ist, so daß das äußere Feld dem inneren immer gleichkommt.

Die für die Magnetisierung  $\mathfrak{I}$  bei gewöhnlicher Temperatur mittels horizontaler Spulen beobachteten Resultate wurden nach der bekannten Formel berechnet:

$$\mathfrak{I} = \frac{s d^3}{4 a V} \mathfrak{H}_h,$$

wo  $d$  den Abstand des Magnetpols von dem Mittelpunkt des Probestückes,  $s$  die Ablesung an der Skala,  $V$  das Volum des Probestückes und  $a$  den Skalenabstand bedeutet.  $\mathfrak{H}_h$  ist die horizontale Komponente des erdmagnetischen Feldes, in Göttingen = 0,168 Gauss. Bei meinen Versuchen war  $d$  viel größer als die Länge des Probestückes, so daß man die oben angegebene abgekürzte Formel mit genügender Genauigkeit anwenden durfte. Die mit vertikalen Spulen erhaltenen Beob-

achtungsergebnisse wurden dann mittels der mit den horizontalen gewonnenen Ergebnisse auf absolute Einheiten zurückgeführt.

Die Magnetisierung bei gewöhnlicher Temperatur wurde bei den meisten Legierungen bis zu einem Feld von 50 Gauss untersucht. Wie es wegen der Gestalt der Probestücke zu erwarten war, wurde die Magnetisierung bis zu dieser oberen Grenze mit dem äußeren Felde fast proportional gefunden; die Magnetisierungskurve bleibt dabei freilich unbestimmt.

Die Versuchsanordnung und die Beobachtungsmethode für die Legierungen im paramagnetischen Zustande mittels einer Torsionswaage wird eingehend in einer folgenden Arbeit<sup>1)</sup> beschrieben. Die Suszeptibilität, die hier immer gegen Luft gemessen wurde, ist auf die Masseneinheit bezogen und mit  $\chi$  bezeichnet. Das untersuchte Bereich des magnetischen Feldes lag dabei gewöhnlich zwischen 5 und 12,5 Kilogauss.

## II. Beobachtungsergebnisse.

### 1. Nickel-Chromlegierungen.

Nach den Versuchen von Voss<sup>2)</sup> sind Nickel und Chrom im festen Zustande fast vollständig miteinander mischbar. Die Legierungen bilden eine fast lückenlose Reihe von Mischkristallen, und die Schmelzkurve hat einen eutektischen Punkt bei ca. 42 Proz. Ni.

Aus der Kurve (Ni-Cr) in Fig. 1 ersieht man, wie Voss schon gefunden hatte, daß der Einfluß des Chrms auf die Magnetisierung des Nickels sehr erheblich ist. Die Magnetisierung des Nickels — bei einem konstanten äußeren Felde von  $H = 9,9$  Gauss — nimmt mit zunehmender Konzentration des Chrms sehr schnell und ziemlich linear ab. Bei nur 10 Proz. Cr ist die Legierung bei Zimmertemperatur schon fast „unmagnetisch“.

Der Einfluß der Temperatur  $\theta$  auf die Magnetisierung der Legierungen ist in Fig. 2 dargestellt. Die Magnetisierung des



Fig. 1.

1) Die Arbeit ist nachstehend abgedruckt.

2) G. Voss, Zeitschr. f. anorg. Chem. 57. p. 58. 1908.

Nickels bleibt bis  $345^{\circ}$  ziemlich konstant, dann nimmt sie fast diskontinuierlich ab, indem sie von  $348^{\circ}$ — $351^{\circ}$  auf einen ganz geringen Wert abfällt, der bis  $370^{\circ}$  langsam weiter abnimmt, um bei dieser Temperatur merklich zu verschwinden. Die Magnetisierung des Nickels ändert sich in einem schwachen Felde bei dem Umwandlungspunkte fast diskontinuierlich. Ob der letzte Rest der Magnetisierung der  $\beta$ -Form des Nickels eigentümlich ist, oder ob derselbe durch Reste von Mischkristallen der  $\alpha$ -Form bedingt wird, könnte nur durch eine

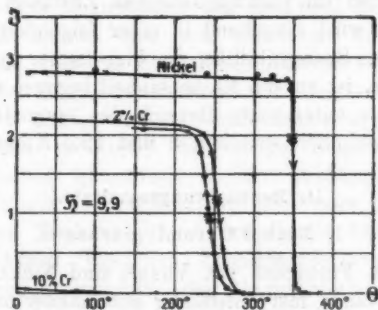


Fig. 2. Ni-Cr-Legierungen.

Untersuchung mit ganz besonders reinem Nickel festgestellt werden. Die Beobachtungen bei steigender Temperatur ( $\times$  in Fig. 2) und bei sinkender Temperatur ( $\odot$ ) fallen für unlegiertes Nickel innerhalb der Fehlergrenzen miteinander zusammen.

Nach den Untersuchungen von Hopkinson, Morris und Curie<sup>1)</sup> nimmt die Magnetisierung des Eisens und Nickels in starken Feldern durchaus nicht so diskontinuierlich ab. Es wäre vielleicht denkbar, diesen Unterschied darauf zurückzuführen, daß sich in starken Feldern Mischkristalle der  $\alpha$ - und  $\beta$ -Form bilden, wodurch dann an Stelle einer fast diskontinuierlichen Änderung der Magnetisierung eine mehr allmähliche auftreten würde und der scharfe Umwandlungspunkt durch ein Umwandlungsintervall ersetzt würde.

1) J. Hopkinson, Proc. Roy. Soc. 45. p. 318; Trans. Roy. Soc. A. p. 443. 1889; K. D. Morris, Phil. Mag. (5) 44. p. 213. 1897; P. Curie, Oeuvres p. 312. Paris 1908.

Jedenfalls wirkt, wie zu erwarten ist, in der gleichen Weise auch ein Zusatz von 2 Proz. Chrom zum Nickel. Hier geht, wie aus Fig. 2 ersichtlich, der Verlust des Magnetismus, so wie seine Wiederkehr, innerhalb eines Temperaturintervalles von etwa  $40^\circ$  vor sich, auch ist der Unterschied zwischen steigender und sinkender Temperatur erheblicher, was auf eine geringe Konzentrationsverschiebung während der Umwandlung, bei der sich das Gleichgewicht nicht genügend schnell einstellt, zurückgeführt werden könnte.

## 2. Kobalt-Chromlegierungen.

Nach Lewkonja<sup>1)</sup> bilden die Kobalt-Chromlegierungen eine lückenlose Reihe von Mischkristallen mit einem Minimum auf der Schmelzkurve bei ca. 47 Proz. Cr.

Wie Lewkonja bereits gefunden hat, nimmt die Magnetisierung (Fig. 1, Co—Cr,  $\xi = 9,9$ ) dieser Legierungen mit zunehmendem Chromgehalt zuerst zu und erreicht bei 15 Proz. Cr ein Maximum. Mit weiter zunehmendem Chromgehalt fällt sie aber sehr rasch ab und verschwindet merklich bei 25 Proz. Cr.

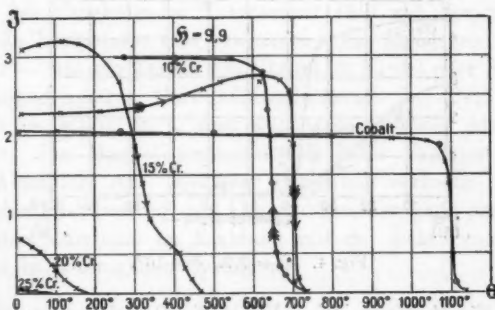


Fig. 3. Co-Cr-Legierungen.

In Fig. 3 sind die Magnetisierungs-Temperaturkurven dargestellt. Die Magnetisierung des Kobalts nimmt bis  $1070^\circ$  ein wenig ab und fällt dann fast diskontinuierlich bis zu einem ganz geringen Werte ab. Dieser letzte Rest verschwindet erst

1) K. Lewkonja, Zeitschr. f. anorg. Chem. 59. p. 323. 1908.

merklich bei  $1140^{\circ}$ . Die Kurve beim Erhitzen ( $\times$ ) stimmt mit derjenigen beim Abkühlen ( $\odot$ ) annähernd überein.

Ein Zusatz von Chrom zum Kobalt bewirkt, wie Lewkonja schon gefunden hatte, ein starkes Herabsinken der Umwandlungstemperatur, und ferner ein mit zunehmendem Chromgehalt immer ausgedehnteres Umwandlungsintervall. Diese Wirkung eines Chromzusatzes auf den Umwandlungsvorgang beim Kobalt entspricht der beim Nickel-Chrom diskutierten Gründe halber auch hier den Erwartungen.

Bei der Legierung mit 10 Proz. Cr fand die Umwandlung beim Abkühlen etwa  $50^{\circ}$  tiefer als beim Erhitzen statt.

### 3. Eisen-Vanadinlegierungen.

Nach Vogel und Tammann<sup>1)</sup> sind Eisen und Vanadin im festen Zustande vollständig miteinander mischbar. Die Legierungen bestehen aus einer lückenlosen Reihe von Mischkristallen, die Schmelzkurve hat ein Minimum bei ca. 31,5 Proz. V. In magnetischer Hinsicht sind diese Legierungen bisher nicht untersucht worden.

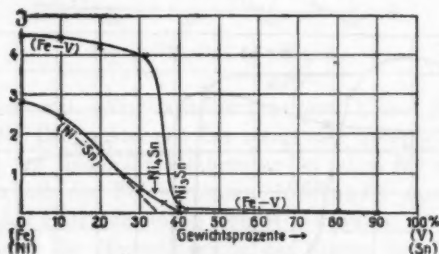


Fig. 4.  $\mathcal{H} = 9,9$ .  $\theta = 16^{\circ}$ .

In Fig. 4, Kurve (Fe—V) ist die Beziehung zwischen der Magnetisierung und der Konzentration dargestellt (für das äußere Feld  $\mathcal{H} = 9,9$  Gauss). Die Magnetisierung des Eisens nimmt mit wachsender Konzentration des Vanadins zuerst langsam ab, um dann bei der Konzentration des erwähnten Minimums auf der Schmelzkurve sich außerordentlich rasch

1) R. Vogel u. G. Tammann, Zeitschr. f. anorg. Chem. 58. p. 73. 1908.



zu ändern, so daß die Legierungen mit mehr als 40 Proz. V (bis zu der Legierung mit 80 Proz. V) einen nur noch außerordentlich geringen Magnetismus aufweisen.

In Fig. 5 sind die Magnetisierungs-Temperaturkurven einiger eisenreicher Vanadinlegierungen gezeichnet. Bis 750° bleibt die Magnetisierung des Eisens bekanntlich ziemlich konstant, während sie dann plötzlich zwischen 750° und 775° bis fast auf Null herabfällt. Die Magnetisierungskurve des

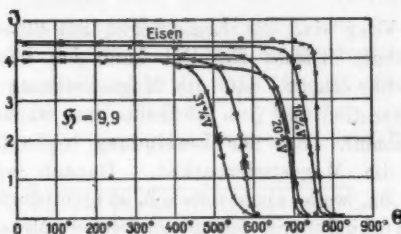


Fig. 5. Fe-V-Legierungen.

Eisens bei abnehmender Temperatur fällt mit derjenigen für steigende Temperatur fast zusammen. Ein Zusatz von Vanadin bewirkt — wie ein Zusatz von Chrom zu Nickel oder Kobalt — ein ausgedehnteres Umwandlungsintervall (bei 31,5 Proz. V beträgt es schon 60°), und auch eine größere Abweichung zwischen den Magnetisierungskurven beim Erhitzen (×) bzw. beim Abkühlen (⊙). In dieser Beziehung verhalten sich also die bisher diskutierten drei Legierungsreihen ganz ähnlich und steht dies durchaus im Einklang mit der Lehre vom Gleichgewicht in heterogenen Systemen.

#### 4. Nickel-Zinnlegierungen.

Das Zustandsdiagramm dieser Legierungen und eine qualitative Bestimmung ihrer Magnetisierbarkeit verdanken wir Voss.<sup>1)</sup> Seine Resultate sind in Tab. I in der Hauptsache wiedergegeben.

1) G. Voss, Zeitschr. f. anorg. Chem. 57. p. 35. 1908.

Tabelle I.

Konzentration	Strukturelement
0—42,5 Proz. Ni	Sn + Ni <sub>3</sub> Sn <sub>2</sub>
42,5—59,7   "   "	Ni <sub>3</sub> Sn <sub>2</sub> + Ni <sub>2</sub> Sn
59,7—66,3   "   "	Ni <sub>2</sub> Sn + Ni <sub>4</sub> Sn
66,3—85       "   "	Ni <sub>4</sub> Sn + gesätt. Mischkrist. mit 85 Proz. Ni
85—100       "   "	ungesättigte Mischkristalle

Nach Voss sind die Legierungen mit 60—100 Proz. Ni magnetisierbar. Dieses Resultat kann ich bestätigen. Aus Fig. 4 (Ni—Sn) erhellt, daß die Magnetisierung als Funktion der Konzentration für  $\mathfrak{H} = 9,9$  Gauss mit wachsendem Zinngehalt abnimmt. Bei der Verbindung Ni<sub>3</sub>Sn (59,7 Proz. Ni) schwindet die Magnetisierbarkeit. Danach wäre die Verbindung Ni<sub>4</sub>Sn, wenn auch schwach, magnetisierbar. Nun sind aber die Verbindungen ferromagnetischer Metalle mit nicht ferromagnetischen Metallen nach Tammann<sup>1)</sup> in der Regel nicht magnetisierbar, und da in diesem Falle, die untersuchten Legierungen mit 59,7—66,3 Proz. Ni außer der nicht magnetisierbaren Verbindung Ni<sub>3</sub>Sn und der Verbindung Ni<sub>4</sub>Sn von fraglichem Magnetismus noch magnetisierbare Mischkristalle mit 85 Proz. Ni enthalten, so ist es unwahrscheinlich, daß in den Legierungen normaler Struktur, in denen der magnetische Mischkristall fehlt, die Kurve der Magnetisierbarkeit als Funktion der Konzentration so verläuft, wie ich es gefunden habe. Es wäre sehr wohl möglich, daß in den normalen Legierungen die Magnetisierbarkeit schon bei 66,3 Proz. Ni verschwindet. Die Verbindung Ni<sub>4</sub>Sn bildet sich nach Voss bei 900° aus dem gesättigten Mischkristalle mit 85 Proz. Ni und der Verbindung Ni<sub>3</sub>Sn. Bei einer solchen Reaktion in festem Zustande bleiben leicht Reste der ursprünglich vorhandenen Kristallart nach Verlauf der Reaktion zurück. Nur durch langdauernde Erhitzung der fraglichen Verbindung auf etwa 800° wäre es möglich, die Reste der ursprünglichen Kristallarten, aus denen sich die Verbindung gebildet hat zu entfernen. Da aber die Magnetisierbarkeit der von mir unter-

1) G. Tammann, Zeitschr. f. physik. Chem. 65. p. 74. 1909.

suchten Legierung, die der Verbindung  $\text{Ni}_3\text{Sn}$  entspricht, außerordentlich gering ist, und die in dieser Verbindung vorhandene Menge des magnetisierbaren gesättigten Mischkristalles jedenfalls genügt, um ihren Magnetismus hervorzurufen, so bin ich der Meinung, daß in Übereinstimmung mit der Regel Tammanns die Verbindung  $\text{Ni}_3\text{Sn}$  nicht magnetisierbar ist, und daß die Magnetisierbarkeit bei normalen Legierungen bei 66,3 Proz. Ni verschwinden würde. Für diese Anschauung werde ich im folgenden noch einen Beweis erbringen.

Die Magnetisierungs-Temperaturkurve des Mischkristalles mit 10 Proz. Sn (Fig. 6) weist das in Mischkristallen eigentümliche Umwandlungsintervall auf. Die Kurven der Legierungen mit 20 und 30 Proz. Sn beziehen sich auf Legierungen, die aus dem gesättigten Mischkristalle und der

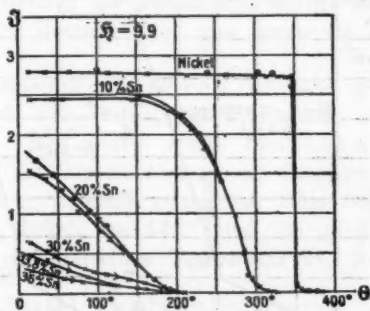


Fig. 6. Ni-Sn-Legierungen.

Verbindung  $\text{Ni}_3\text{Sn}$  bestehen. Sie zeigen, daß bei 210° die Magnetisierbarkeit dieser Legierungen, also die des gesättigten Mischkristalles mit 85 Proz. Ni verschwindet. Die Legierungen mit 34 und 36 Proz. Sn enthalten, wie wir sahen, auch diesen gesättigten Mischkristall und infolgedessen verschwindet ihr Magnetismus erst vollständig bei 210°. Wäre die Verbindung  $\text{Ni}_3\text{Sn}$  magnetisierbar, so dürfte sie einen ihr eigentümlichen Umwandlungspunkt, bei dem sie ihren Magnetismus verliert, besitzen. Dies ist aber nicht der Fall, sondern in allen den fraglichen Legierungen mit schwacher Magnetisierbarkeit findet man nur die für den gesättigten Mischkristall charakteristische

Temperatur 210°. Dieser Befund weist auch darauf hin, daß, wie ich schon oben angenommen habe, die Verbindung  $\text{Ni}_4\text{Sn}$  nicht magnetisierbar ist.

Mittels der Torsionswaage habe ich auch den Paramagnetismus der Nickel-Zinnlegierungen untersucht, und zwar hatte bei diesen Versuchen das Feld verschiedene zwischen 5 bis 12,5 Kilogauss liegende Werte, in welchem Feldbereiche die Suszeptibilität unverändert blieb.

Für die Legierungen von 0—60 Proz. Ni wurde die Suszeptibilität bei 25° bestimmt. In Fig. 7 (a) ist dieselbe als

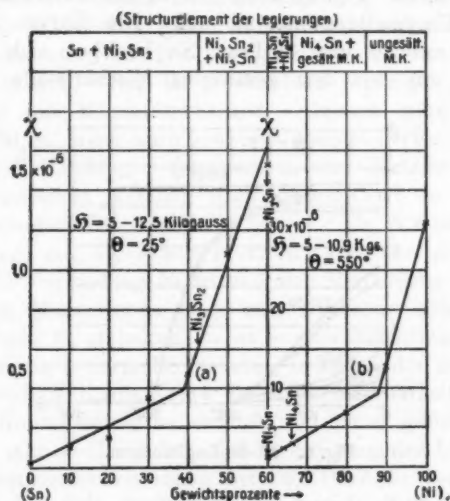


Fig. 7. Ni-Sn-Legierungen.

Funktion der Konzentration dargestellt. Oben in der Figur sind auch die Ergebnisse von Voss betreffs der Struktur der Nickel-Zinnlegierungen wiedergegeben. Man hätte zu erwarten, daß, solange die Legierungen aus denselben beiden Kristallarten bestehen, die Suszeptibilität sich mit der Konzentration linear ändert. Verschwindet eine Kristallart und tritt hierbei eine neue auf, so müßte die lineare Abhängigkeit von der Konzentration eine andere werden. Es müßte also

bei der Konzentration, die einer Verbindung entspricht, ein Schneiden zweier gerader Linien nachzuweisen sein. Diesen Erwartungen entsprechen ziemlich angenähert meine Bestimmungen in der Legierungsreihe von 0—60 Proz. Ni. Ungefähr bei 40 Proz. Ni, entsprechend der Zusammensetzung  $\text{Ni}_3\text{Sn}_2$ , könnte der Schnittpunkt der beiden Geraden liegen.

Die Legierungen von 60—100 Proz. Ni wurden bei  $550^\circ$  in derselben Weise wie die nickelarmen Legierungen untersucht. In Fig. 7 (b) sind die Suszeptibilitäten als Funktion der Konzentration dargestellt. Man hätte den Schnittpunkt der beiden Geraden bei der Konzentration des gesättigten Mischkristalles bei etwa 85 Proz. Ni zu erwarten. Bei der Verbindung  $\text{Ni}_4\text{Sn}$  wäre ja ein Knick zu erwarten, doch kann ein solcher entweder ausbleiben, bzw. sehr schwach ausfallen, wenn sich die Suszeptibilität der Verbindung additiv aus den Suszeptibilitäten der Komponenten, aus denen sie sich bildet, zusammensetzt.

Für die Legierung mit 60 Proz. Ni habe ich die Suszeptibilität sowohl bei gewöhnlicher Temperatur als auch bei  $550^\circ$  gemessen. Die beiden Werte sind  $1,53 \times 10^{-6}$  bzw.  $1,19 \times 10^{-6}$ , so daß die Einwirkung der Temperatur auf die Suszeptibilität hier ziemlich gering ist. Die Suszeptibilität des unlegierten Nickels bei  $552^\circ$  fand ich zu  $31,0 \times 10^{-6}$ , während Curie bei derselben Temperatur  $31,7 \times 10^{-6}$  fand.

### 5. Nickel-Aluminiumlegierungen.

Nach den Versuchen von Gwyer<sup>1)</sup> bestehen die Nickel-Aluminiumlegierungen aus folgenden Strukturelementen.

Tabelle II.

Konzentration	Strukturelement
0—41,9 Proz. Ni	$\text{Al} + \text{NiAl}_3$
41,9—52    "   "	$\text{NiAl}_3 + \text{NiAl}_2$
52—68,4   "   "	$\text{NiAl}_2 + \text{NiAl}$
68,4—78   "   "	Mischkrist. ( $\text{NiAl} + \text{Ni}$ )
78—86    "   "	zwei Mischkristalle
86—100   "   "	Mischkrist. ( $\text{Ni} + \text{Al}$ )

1) A. G. C. Gwyer, Zeitschr. f. anorg. Chem. 57. p. 133. 1908.

Mit Hilfe der Torsionswaage habe ich die Suszeptibilität dieser Legierungen untersucht. Da diejenigen mit mehr als 80 Proz. Ni nach den Untersuchungen Gwyers ferromagnetisch sind, so wurden sie bei der oberhalb ihrer Umwandlungspunkte liegenden Temperatur von  $550^{\circ}$  untersucht. Die Suszeptibilität des Nickels selbst und die der Legierung mit 95 Proz. Ni war hierbei im untersuchten Bereich des Feldes von diesem unabhängig, bei den drei Legierungen mit 90, 87,5 und 82,5 Proz. Ni wurde aber eine Abnahme der Suszeptibilität — von einigen Prozents pro Kilogauss — bei zu-

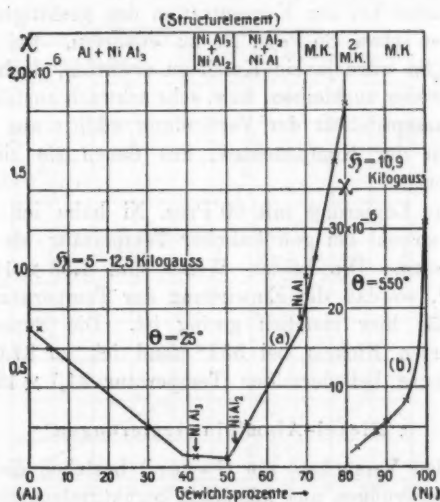


Fig. 8. Ni-Al-Legierungen.

nehmendem Felde beobachtet. Die Abhängigkeit des Paramagnetismus dieser Legierungen von der Konzentration ist in Fig. 8(b) wiedergegeben. Man sieht, daß die Suszeptibilität dieser nickelreichen Mischkristalle mit abnehmendem Nickelgehalt sehr stark abfällt, ähnlich wie es Gwyer auch für den Ferromagnetismus dieser Legierungen bei gewöhnlicher Temperatur beobachtet hat.

Betreffs der genaueren Abhängigkeit des Paramagnetismus bei  $550^{\circ}$  von der Zusammensetzung der Legierungen wäre

zu erwarten gewesen, daß er sich in den Legierungen von 100 bis 86 Proz. Ni auf einer Kurve und von 86 bis 78 Proz. Ni auf einer Geraden ändern würde. Meine Beobachtungen widersprechen diesen Erwartungen zwar nicht, sie sind aber kaum zahlreich genug, um diese als sicher zutreffend zu erweisen.

In Fig. 8(a) ist die Abhängigkeit der Suszeptibilität von der Zusammensetzung der Legierungen von 0 bis 80 Proz. Ni bei einer Temperatur von  $25^{\circ}$  dargestellt. Man sieht, daß die Geraden, die man durch die hierfür bestimmten Punkte legen kann, sich in der Tat sehr nahe bei der Zusammensetzung, welche bestimmten Verbindungen des Aluminiums und Nickels entspricht, schneiden. Dies ist auch zu erwarten, da die Suszeptibilität eines Konglomerates, das nur aus zwei Kristallarten besteht, sich linear mit der Zusammensetzung ändern muß. Tritt eine neue Kristallart auf, indem eine andere verschwindet, so wird die Änderung der Suszeptibilität mit der Konzentration eine andere und hierdurch wird ein Knick in der Kurve verursacht. Diesen Forderungen schließen sich meine Beobachtungen an, allerdings ist zu bemerken, daß aus der Konzentration der Knicke die Zusammensetzung der betreffenden Verbindung nicht mit Sicherheit zu folgern ist. Zu diesem Zweck sind meine Beobachtungen weder zahlreich genug, noch besitzen sie den hierzu erforderlichen Grad der Genauigkeit. Bemerkenswert ist die Tatsache, daß der Paramagnetismus der Verbindung  $\text{NiAl}$  ungefähr ebenso groß ist, wie der des reinen Aluminiums, während die Suszeptibilität der beiden Verbindungen  $\text{NiAl}_2$  und  $\text{NiAl}_3$  sehr erheblich kleiner ist als diejenige des Aluminiums.

#### 6. Mangan-Antimonlegierungen.

Seit Heuslers<sup>1)</sup> bekanntem Befunde haben mehrere Forscher die magnetischen Eigenschaften dieser Legierungen verfolgt. Die früheren Versuche bezogen sich indessen meistens auf eine zu kleine Anzahl von Legierungen verschiedener Zusammensetzung, als daß man die Beziehungen der Magnetisierbarkeit zur Struktur hätte übersehen können. Erst Williams<sup>2)</sup>

1) F. Heusler, Verh. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 5. p. 219, 220. 1903; Marburger Schriften. 7. p. 98. 1905.

2) R. S. Williams, Zeitschr. f. anorg. Chem. 55. p. 1. 1907.



hat das Zustandsdiagramm der Mangan-Antimon- sowie der Mangan-Zinnlegierungen ausgearbeitet und bei dieser Gelegenheit ihre Magnetisierbarkeit zunächst qualitativ studiert; auch hat er die Temperaturen, bei der sie ihre ferromagnetischen Eigenschaften verloren, bestimmt.

Nach Williams bestehen die Mangan-Antimonlegierungen aus folgenden Strukturelementen.

Tabelle III.

Konzentration	Strukturelement
0 — 31,2 Proz. Mn	Sb + gesätt. Mischkrist. mit 31,2 Proz. Mn
31,2 — 40,7 „ „	Mischkrist. der Verb. $Mn_3Sb_2$ mit Sb
40,7 — 47,8 „ „	Gemenge aus zwei gesätt. Mischkrist.
47,8 — 50,5 „ „	Mischkrist. der Verb. $Mn_2Sb$ mit Mn
50,5 — 100 „ „	Mischkrist. mit 50,5 Proz. Mn + Mn

In Fig. 9 sind die Resultate meiner Messungen bei einem konstanten äußeren Felde  $\mathfrak{H} = 4,3$  mit den Ergebnissen von

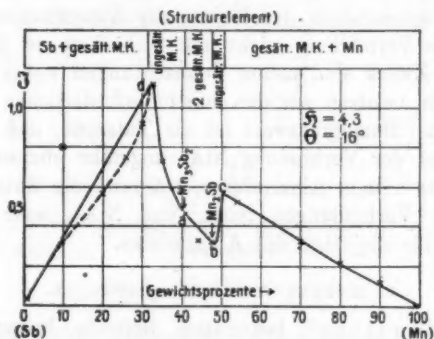


Fig. 9. Mn-Sb-Legierungen.

Williams betreffs der Struktur der Mangan-Antimonlegierungen im Zusammenhang zu übersehen. Im Gebiet zwischen 31,2 bis 50,5 Proz. Mn wechselt die Struktur dreimal, indem zwei Verbindungen je zwei Reihen von Mischkristallen bilden. Diese beiden Reihen von Mischkristallen sind zwischen 40,7 und 47,8 Proz. Mn von einer Lücke unterbrochen, in der die Legie-

rungen aus Konglomeraten zweier gesättigter Mischkristalle bestehen. Die Zahl meiner Beobachtungen in diesem Gebiet ist zu gering, um hier die aus der Struktur der Legierungen sich ergebende Forderung zu bestätigen. Zwischen den Punkten *a* und *b* sollte die Magnetisierung linear von der Konzentration abhängen, denn die Legierungen sind dort ein Gemenge zweier Kristallarten. Dagegen kann in einer Reihe von Mischkristallen, worauf von Tammann<sup>1)</sup> schon hingewiesen ist, die Magnetisierung sich längs irgend einer Kurve mit der Konzentration ändern. In Mischkristallreihen, deren Endglied eines der ferromagnetischen Metalle ist, sinkt gewöhnlich die Magnetisierung mit zunehmender Konzentration des Zusatzes, nur in seltenen Fällen, wie z. B. bei Co-Sb, Co-Sn, Co-Cr<sup>2)</sup>, tritt zuerst ein Wachsen der Magnetisierung und dann erst eine Abnahme ein. In Analogie mit diesem Falle wächst bei der Aufnahme von Antimon in der kristallisierten Verbindung  $Mn_3Sb_2$  die Magnetisierung ständig, bis der Punkt *d* (Fig. 9) des gesättigten Mischkristalles erreicht ist.<sup>3)</sup> Etwas ganz Analoges gilt wahrscheinlich auch für die Verbindung  $Mn_2Sb$ , deren Kristalle mit dem Mangan Mischkristalle bilden, denn die Magnetisierbarkeit der Verbindung  $Mn_2Sb$  ist durch den Punkt *b* festgelegt, während die des gesättigten Mischkristalles, der Punkt *c*, sich durch eine kleine Extrapolation ergibt. Die Magnetisierbarkeit dieser Mischkristallreihe müßte also auf einer Kurve, die durch die beiden Punkte *b* und *c* geht, liegen.

Im Gebiet zwischen 50,5 und 100 Proz. Mn ändert sich die Magnetisierbarkeit entsprechend der Tatsache, daß diese Legierungen aus zwei Kristallarten, dem Mangan und dem Mischkristalle mit 50,5 Proz. Mn bestehen, fast linear. Allerdings fand ich, daß die Legierung mit 99 Proz. Mn nicht mehr merklich magnetisierbar ist. Es könnte aber dieser Befund dem Umstand zuzuschreiben sein, daß das Antimon bei der Herstellung der Legierung fast verdampfte. Ganz ähnliche

1) G. Tammann, Zeitschr. f. physik. Chem. 65. p. 73. 1909.

2) K. Lewkonja, Zeitschr. f. anorg. Chem. 59. p. 293. 1908.

3) E. Wedekind hat auch gefunden, daß dieser gesättigte Mischkristall viel stärker magnetisierbar ist, als die Verbindung  $Mn_2Sb$ ; er faßt ihn auf als  $MnSb$ , vgl. Zeitschr. f. physik. Chem. 66. p. 614. 1909.

Verhältnisse findet man in der Legierungsreihe von 0 bis 31,2 Proz. Mn. Da diese Legierungen wieder aus zwei Kristallarten, nämlich den Mischkristallen mit 31,2 Proz. Mn und reinem Antimon bestehen, so wäre hier eine streng lineare Abhängigkeit der Magnetisierung von der Konzentration zu erwarten, doch haben wir früher Gründe kennen gelernt, weshalb sich in einem Konglomerat aus zwei Kristallarten die Magnetisierung nicht streng additiv aus derjenigen der beiden Komponenten zusammensetzen kann.

Über die Abhängigkeit der Magnetisierung von der Temperatur ist folgendes zu bemerken: Die Legierung mit

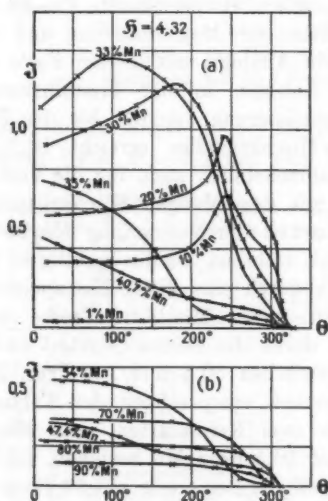


Fig. 10. Mn-Sb-Legierungen.

40,7 Proz. Mn entspricht der Verbindung  $\text{Mn}_3\text{Sb}_2$ . Dieselbe verliert ihren Magnetismus bei  $315^\circ$  vollständig (Fig. 10 (a)), aber nicht, wie zu erwarten war, in diskontinuierlicher Weise, ähnlich wie etwa das Nickel. Der Grund hierfür könnte in den eigentümlichen Bildungsverhältnissen gesucht werden. Es bildet sich nämlich das  $\text{Mn}_3\text{Sb}_2$  aus der Verbindung  $\text{MnSb}_2$  und

einer Schmelze mit 40,7 Proz. Mn bei 852°; da diese Reaktion wegen Umhüllungserscheinungen sich niemals ganz vollständig abspielt, so wäre es möglich, daß während der Erhitzung des Regulus sich seine Zusammensetzung mit der Temperatur beständig etwas änderte; dadurch würde dann die sonst zu erwartende diskontinuierliche Änderung der Magnetisierung einen mehr kontinuierlichen Charakter erhalten. Die Verbindung  $\text{Mn}_3\text{Sb}_2$  vermag in kristallinischem Zustande noch Antimon aufzunehmen, so daß schließlich der gesättigte Mischkristall nur 31,2 Proz. Mn enthält. Durch Zusatz von Antimon zu der Verbindung  $\text{Mn}_3\text{Sb}_2$  wird die Temperatur des Verlustes des Magnetismus bis auf 330° erhöht. Die Wirkung des Zusatzes auf diese Temperatur ist also eine außerordentlich geringe. Dagegen werden durch Zusatz von Antimon die Werte der Magnetisierung selbst sehr stark geändert, indem sie mit steigendem Antimongehalt bis zur Konzentration des gesättigten Mischkristalles (31,2 Proz. Mn) im allgemeinen schnell wachsen. Von 31,2—0 Proz. Mn enthalten die Legierungen nur die gesättigten Mischkristalle mit 31,2 Proz. Mn und praktisch reines Antimon. Dementsprechend muß der Verlust der Magnetisierung bei diesen Legierungen bei derselben Temperatur stattfinden, was auch in der Tat zutrifft. Ebenso ist die Tatsache, daß diese Legierungen in einem Temperaturintervall ihre Magnetisierbarkeit verlieren, verständlich.

Eigentümlich ist die Form der Magnetisierungstemperaturkurven bei den Legierungen mit 10 und 20 Proz. Mn, die schwerlich auf Konzentrationsänderungen des gesättigten Mischkristalles zurückgeführt werden kann. Es wäre möglich, daß auch die Magnetisierungs-Temperaturkurve der Verbindung  $\text{Mn}_3\text{Sb}_2$  (40,7 Proz. Mn), sowie die der Legierung mit 35 Proz. Mn bei Temperaturen unter 0° ein Maximum besitzt, welches sich mit abnehmendem Mangangehalt zu höheren Temperaturen verschiebt. Merkwürdig ist es, daß in den Legierungen mit weniger als 31,2 Proz. Mn, die aus Antimon und dem gesättigten Mischkristalle mit 31,2 Proz. Mn entstehen, dieses Maximum mit abnehmendem Mangangehalt sich zu höheren Temperaturen verschiebt. Wie erwähnt, ist diese Anomalie wohl kaum auf Konzentrationsänderungen zurückzuführen.

Bei den Legierungen von 47,8 bis 100 Proz. Mn liegen die Verhältnisse im wesentlichen ähnlich wie bei der eben behandelten Reihe von Legierungen. Die Verbindung  $\text{Mn}_2\text{Sb}$  mit 47,8 Proz. Mn verliert ihre Magnetisierbarkeit bei  $315^\circ$ , und bei derselben Temperatur verliert sie auch der gesättigte Mischkristall mit 50,5 Proz. Mn, den sie mit Mangan bildet. Da dieser Mischkristall in allen Legierungen von 50,5 bis 100 Proz. vorkommt, so ist auch bei allen der Verlust der Magnetisierbarkeit bei  $315^\circ$  zu erwarten, was in der Tat zutrifft. Der Aufnahme von 3 Proz. Mn in die Verbindung  $\text{Mn}_2\text{Sb}$  entspricht wiederum keine wesentliche Änderung der Temperatur des Verlustes der Magnetisierbarkeit. Dagegen tritt auch hier

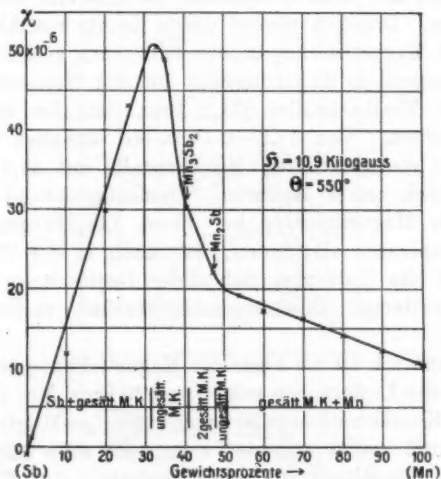


Fig. 11. Mn-Sb-Legierungen.

durch Manganzusatz zu der Verbindung im allgemeinen ein starkes Anwachsen der Magnetisierung selbst auf.

In den Legierungen, die aus dem gesättigten Mischkristalle mit 50,5 Proz. Mn und Mangan bestehen, sollte die Magnetisierung mit wachsendem Mangangehalt bei allen Temperaturen abnehmen. Merkwürdigerweise gilt das aber nicht durchweg für alle Temperaturen, wie aus Fig. 10 (b) zu ersehen ist.

Wie bei den Legierungen des Nickel-Zinns und Nickel-Aluminiums wurden auch für die Mangan-Antimonlegierungen die Abhängigkeit des Paramagnetismus von der Konzentration der Legierungen bei 550° untersucht, und zwar in Feldern von 5 bis 12,5 Kilogauss. Die Suszeptibilität der Legierungen war im allgemeinen vom Felde unabhängig, nur bei den Legierungen mit 10, 20, 26 Proz. Mn wurde eine Zunahme der Suszeptibilität mit zunehmendem Felde von 3, 2 bzw. 1 Proz. pro Kilogauss gefunden.

Wie zu erwarten, ist die Abhängigkeit der Suszeptibilität (Fig. 11) von der Konzentration von 0 bis 31,2 Proz. Mn nahezu geradlinig, weil in diesem Konzentrationsintervall die Legierungen aus zwei Arten von Kristallen bestehen. Zwischen 31,2 bis 40,7 Proz. Mn ändert sich dagegen die Suszeptibilität auf einer Kurve, weil hier eine Reihe von Mischkristallen vorliegt. Zwischen 40,7 bis 47,8 Proz. sollte sie sich auf einer Geraden ändern, von 47,8 bis 50,5 Proz. Mn auf irgend einer Kurve und zwischen 50,5 bis 100 Proz. Mn muß sie wiederum geradlinig verlaufen, weil hier die Legierungen aus zwei Kristallarten bestehen.

#### 7. Mangan-Zinnlegierungen.

Das Zustandsdiagramm der Mangan-Zinnlegierungen ist gleichfalls von Williams<sup>1)</sup> untersucht worden. Seine Resultate sind in Tabelle IV in der Hauptsache wiedergegeben.

Tabelle IV.

Konzentration	Strukturelement
0 — 32,5 Proz. Mn	Sn + Mn Sn
32,5 — 48 „ „	MnSn + Mn <sub>2</sub> Sn
48 — 64,9 „ „	Mn <sub>2</sub> Sn + Mn <sub>3</sub> Sn
64,9 — 92 „ „	Mn <sub>3</sub> Sn + Mischkrist. mit 92 Proz. Mn
92 — 100 „ „	Mischkrist. von Mn + Sn

Schon Williams hat festgestellt, daß die Legierungen mit 92 bis 7 Proz. Mn auf die Magnetsadel wirken. Diese

1) R. S. Williams, Zeitschr. f. anorg. Chemie 55. p. 24. 1907.

Angabe kann ich bestätigen, doch zeigen die Legierungen von 92 bis 48 Proz. Mn außer induziertem auch noch verhältnismäßig größeren remanenten Magnetismus<sup>1)</sup>, den ich mit den gewöhnlichen Entmagnetisierungsmethoden nicht ändern konnte.

Diese remanente Magnetisierung (Fig. 12 (a)) nimmt von 92 Proz. Mn an mit wachsendem Zinngehalt ziemlich gleichmäßig zu und erreicht bei der Konzentration der Verbindung  $\text{Mn}_4\text{Sn}$  (64,9 Proz. Mn) ein sehr steiles Maximum. Von da an fällt sie wieder ebenfalls ziemlich gleichmäßig mit

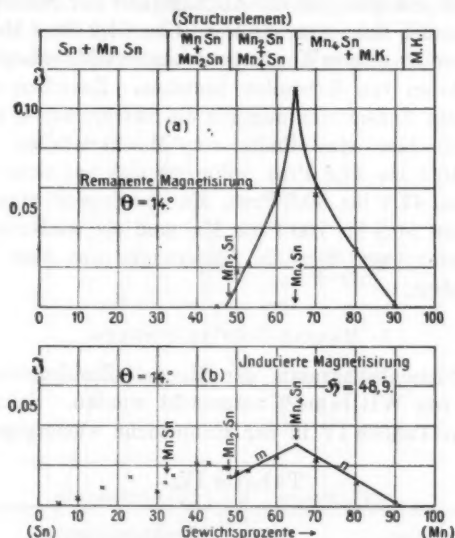


Fig. 12. Mn-Sn-Legierungen.

der Konzentration ab, und verschwindet in der Nähe der Konzentration der Verbindung  $\text{Mn}_2\text{Sn}$  (48 Proz. Mn). Es besitzt also nur die Verbindung  $\text{Mn}_4\text{Sn}$ , die in allen Legierungen zwischen 92 bis 48 Proz. Mn enthalten ist, remanenten Magnetismus.

1) Dieser remanente Magnetismus wurde dadurch verursacht, daß der Regulus im vertikal stehenden Ofen während der langsamen Abkühlung der Schmelze dauernd der Wirkung des erdmagnetischen Feldes ausgesetzt war.



Betreffs der Abhängigkeit der induzierten Magnetisierung von der Konzentration ist vor allem zu bemerken, daß sie in dem Konzentrationsintervall zwischen 7 bis 48 Proz. Mn ganz unregelmäßig verläuft, weil hier die Legierungen infolge von Umhüllungserscheinungen bei ihrer Bildung nicht aus zwei, sondern aus drei Kristallarten bestehen. In den anderen Gebieten, in denen die Legierungen nur zwei Kristallarten aufweisen, ändert sich die Magnetisierung als Funktion der Konzentration (Fig. 12 (b)) linear, und zwar verschwindet sie bei der Konzentration des gesättigten Mischkristalles mit 92 Proz. Mn, da die manganreicheren Mischkristalle sämtlich unmagnetisch sind, und der Schnittpunkt der beiden Geraden  $m$  und  $n$  liegt, wie zu erwarten war, bei der Zusammensetzung der Verbindung  $Mn_4Sn$ .

#### Zusammenfassung.

Meine Untersuchungen bestätigen die von Tammann<sup>1)</sup> gefundenen Regeln:

1. Der Ferromagnetismus der Legierungen ist sowohl betreffs seiner Abhängigkeit von der Konzentration als auch von der Temperatur dadurch bestimmt, daß er an besondere Kristallarten gebunden ist.

2. In einer Reihe von Mischkristallen kann durch Zusatz der nicht ferromagnetischen Komponente der Ferromagnetismus anwachsen oder auch abnehmen. Im allgemeinen ändert sich die Magnetisierbarkeit in einer solchen Reihe von Mischkristallen längs irgend einer Kurve.

3. Die Magnetisierbarkeit in einer Legierungsreihe, die zwei Kristallarten enthält, entweder zwei magnetisierbare oder nur eine magnetisierbare, hängt im allgemeinen linear von der Gesamtzusammensetzung der Legierungen ab, soweit nicht gegenseitige Wirkungen der Kristalle aufeinander diese Geradlinigkeit stören.

Ferner konnte ich zeigen:

1. Daß in einem Falle der remanente Magnetismus ebenfalls an eine bestimmte Kristallart gebunden ist ( $Mn_4Sn$ ).

2. Daß auch der Paramagnetismus, ebenso wie der Ferro-

---

1) G. Tammann, Zeitschr. f. physik. Chemie 65. p. 73. 1909.

magnetismus, bestimmten Kristallarten eigentümlich ist. Infolgedessen ändert sich der Paramagnetismus der Legierungen linear mit der Konzentration, wenn diese aus zwei Kristallarten bestehen; beim Ersetzen einer der beiden Kristallarten durch eine neue wird die lineare Abhängigkeit von der Konzentration eine andere.

Zum Schlusse möchte ich nicht versäumen, den Herren Tammann und du Bois für die Förderung, die sie mir durch Rat und Tat zuteil werden ließen, an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Göttingen, Physik.-chemisches Institut.

(Eingegangen 15. März 1910.)

5. *Die thermomagnetischen Eigenschaften  
der Elemente;  
von Kōtarō Honda.<sup>1)</sup>*

[Aus dem Bosscha-Laboratorium.]

Bezeichnungen.

$D$ , Dichte,	$a$ , Atomgewicht,
$M$ , Masse,	$g$ , Eisengehalt,
$V$ , Volum,	$\theta$ , Temperatur,
$\mathfrak{F}$ , Kraft,	$\chi = \kappa/D$ , spez. Suszeptibilität,
$\mathfrak{H}$ , Feldintensität,	$\chi_{\infty}$ , Grenzwert derselben,
$\mathfrak{I}$ , Magnetisierung,	$\kappa = \chi D$ , Suszeptibilität,
$\mathfrak{S}$ , spezif. Magnetisierung,	$\sigma$ , spez. „Ferromagnetisierung“.

Vorliegende Untersuchung wurde im Jahre 1909 auf Anregung von Hrn. du Bois ausgeführt; für seine beständige Unterstützung und Ratschläge möchte ich ihm meinen herzlichen Dank sagen. Meine Rückkehr nach Japan bildet den äußeren Anlaß zum Abschluß dieser Arbeit, obwohl noch manche Punkte der Klärung bedürfen; übrigens werden die Versuche im hiesigen Laboratorium fortgesetzt.

Curie<sup>2)</sup> hat 1895, freilich auf Grund von Versuchen mit nur wenigen Substanzen, gewisse Regeln für para- und diamagnetische Körper aufgestellt, deren allgemeinere Gültigkeit nur auf experimentellem Wege geprüft werden kann. Trotzdem fehlt es bis heute noch an ausgedehnteren Untersuchungen; es erschien daher wünschenswert thermomagnetische Versuche mit möglichst vielen Substanzen, und zwar zunächst Elementen, anzustellen. Andererseits ist die Literatur über die Suszepti-

1) Eine vorläufige Mitteilung erschien Versl. Kon. Ak. v. Wet. Amsterdam 18. p. 666. 1910.

2) P. Curie, Ann. de chim. et phys. (7) 5. p. 289. 1895; Oeuvres p. 232. Paris 1908.

bilität der Elemente bei Zimmertemperatur ziemlich reich<sup>1)</sup>, obwohl die Abweichungen der einzelnen Ergebnisse leider noch recht erheblich sind; immerhin ist die enge Beziehung der Suszeptibilität zum periodischen System ganz zweifellos.<sup>2)</sup> Die hierzu bisher benutzten Felder waren recht schwache, und zwar kaum stärker als 10 Kilogauss; heutzutage aber kann man ein mehr als doppelt so starkes Feld zu solchen Versuchen anwenden, was in jeder Hinsicht erhebliche Vorzüge bietet.

### I. Versuchsanordnung.

Diese war in der Hauptsache dieselbe wie bei Curie und früheren Forschern, d. h. die zu untersuchenden Körper be-

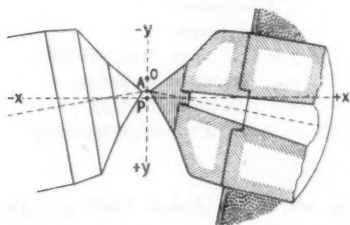


Fig. 1. —  $\frac{1}{4}$  nat. Gr.

finden sich in einem ungleichförmigen Felde und die auf sie wirkende Kraft wurde mittels einer Torsionswaage gemessen. Für die Untersuchung bei höheren Temperaturen wurde außerdem eine Heizvorrichtung benutzt. Es sei  $\mathfrak{H}_x = \mathfrak{H}$  der Feldwert in einem Punkte des un-

$$\mathfrak{F}_y = V \mathfrak{J} \frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial y}$$

gegeben; wenn  $\chi$  die — konstante — spezifische Suszeptibilität bedeutet, so ist ferner

$$\mathfrak{J} = \chi \mathfrak{H}_x = \chi D \mathfrak{H}_x$$

und daher

$$\mathfrak{F}_y = \chi M \mathfrak{H}_x \frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial y};$$

1) G. Wiedemann, Elektrizität, 2. Aufl. 3. p. 903 ff. Braunschweig 1895; A. Winkelmann, Handb. d. Phys. 2. Aufl. 5, II. p. 25 ff. Leipzig 1908; H. du Bois, Rapp. Congr. d. Phys. 2. p. 460. Paris 1900.

2) J. Koenigsberger, Wied. Ann. 66. p. 698. 1898; St. Meyer, Wied. Ann. 68. p. 325. 1899.

oder

$$\chi = \frac{\mathfrak{F}_y}{M} \frac{1}{\mathfrak{F}_x \frac{\partial \mathfrak{F}_x}{\partial y}}$$

Der einem bestimmten Feld entsprechende Wert von  $\mathfrak{F}_y$  läßt sich mittels einer Torsionswaage messen, so daß man aus der Kenntnis des Feldes und seiner Raumverteilung  $\chi$  berechnen kann. Weitere Einzelheiten sind unten angegeben.

*Magnetisches Feld.* Ein neuerdings von Hrn. du Bois verbesserter großer Halbringelevtromagnet<sup>1)</sup> stand zu meiner Verfügung; bei der Versuchsanordnung wurden folgende drei Bedingungen eingehalten:

1. Der zu untersuchende Körper kommt an eine Stelle im Felde, wo  $\mathfrak{F}_x \partial \mathfrak{F}_x / \partial y$  ein Maximum ist.
2. Das Feld in diesem Punkte soll möglichst stark sein.
3. Um diese Stelle herum muß möglichst viel Platz frei sein für die Heizvorrichtung.

Die erste Bedingung, die schon Curie bei seinen Versuchen betonte, ist wichtig, weil man so die von ungenauer Einstellung des zu untersuchenden Körpers herrührenden Fehler verringert. Durch Vorversuche wurde zunächst festgestellt, daß ziemlich scharfe Polspitzen für die Erfüllung der zweiten Bedingung günstiger sind als abgeflachte; daß die beiden Holme des Elektromagnets nicht parallelachsrig sein, sondern daß ihre Achsen einen Winkel miteinander bilden sollen, am besten einen solchen von ungefähr 20°, und ferner, daß man oft besser tut, den zu untersuchenden Körper in den einspringenden Winkel, etwa bei *P* anzubringen, während Curie ihn in *O* hatte. Mit einem Achsenwinkel von 20° und einem Abstand der Polspitzen von 4 mm konnte ich ein maximales Feld von ca. 23 Kilogauss in dem Punkte *P*, in dem  $\mathfrak{F}_x \partial \mathfrak{F}_x / \partial y$  ein Maximum war, erreichen. Diese Konfiguration der Polspitzen habe ich zu den meisten Messungen bei Zimmertemperatur verwendet.

Um die Abhängigkeit von der Temperatur zu untersuchen, war es nicht nötig so starke Felder zu benutzen, weil die

1) H. du Bois, Versl. Kon. Akad. Wet. Amsterdam 18. p. 118. 1909; Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 11. p. 709. 1909.

Suszeptibilität sich in normalen Fällen vom Felde unabhängig erwies. Ich habe also dabei in einem mäßigen Felde von ca. 10 Kilogauss gearbeitet, bei 10 Amp. Strom, mit abgeflachten Polspitzen im Abstände von 19 mm und einem Achsenwinkel von  $10^\circ$ , welcher sich hier am günstigsten erwies.

Beim Berechnen des absoluten Wertes aus den Beobachtungsergebnissen kommen die Größen  $\mathfrak{F}_y$ ,  $M$ ,  $\mathfrak{F}_x$  und  $\partial \mathfrak{F}_x / \partial y$  in Betracht. Man kann diese leicht genau messen, ausgenommen  $\partial \mathfrak{F}_x / \partial y$ , dessen Bestimmung Schwierigkeiten mit sich bringt. Ich habe eine kleine kugelförmige Probenspule von 3 mm Durchmesser zu den Messungen von  $\mathfrak{F}_x$  und  $\partial \mathfrak{F}_x / \partial y$  benutzt. Diese wurde vorher mit einer geeichten, ziemlich gleichflächigen Normalspule verglichen und eine äquivalente

Windungsfläche von 7,28 qcm ermittelt. Sie war am Ende eines schmalen Ebenholzleischens eingebettet. Fig. 2 zeigt das Schema für die Anordnung der Feldmessungen:  $S$  ist die mittels einer Schnur vertikal aufgehängte Probenspule, die durch den Halter  $H$  Führung hat. Die Schnur geht zuerst über die zwei Rollen  $P_1$  und  $P_2$  und dann abwärts; durch Ziehen am Ende  $Q$  kann man die Spule aufwärts verschieben. Die unterste Lage der Spule ist mittels eines Stöpsels  $T$  in der Schnur definiert. Das Stativ  $R$  für den Spulenhalter ist auf einer Schiene verstellbar, derart, daß man seine Lage ablesen kann. Das Stativ ist auch, behufs Messung des Feldgradienten, innerhalb eines kurzen Bereiches rasch verrückbar; dazu sind die

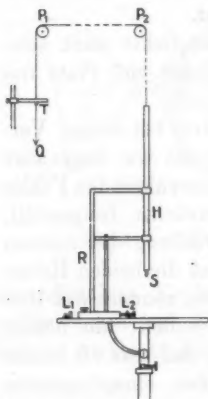


Fig. 2. —  $\frac{1}{15}$  nat. Gr.

zwei verstellbaren Anschläge  $L_1$  und  $L_2$  angebracht.

Die ganze Vorrichtung wurde in der Mitte zwischen den Polen so aufgestellt, daß sich die Spule  $S$  in dem zu messenden Felde befand und mit ihrer Windungsebene senkrecht zu den Kraftlinien orientiert war. Die Spulenführung  $H$  war so lang, daß die Spule, wenn sie sich am oberen Ende befand, durch den Elektromagnet keine Induktionswirkung mehr erlitt. Mit dieser Einrichtung konnte ich durch das Emporziehen der

Spule die Feldstärke, und durch ihre horizontale Verrückung in einem bestimmten Bereiche den diesem entsprechenden mittleren Feldgradient messen. Die Induktionsstöße wurden mit einem ballistischen Drehspulgalvanometer gemessen, dessen Konstante mittels eines bekannten Eichsolenoids jederzeit kontrolliert werden konnte. Die Probespule  $S$ , die Normalspule, das Galvanometer und ein Widerstandskasten blieben immer in einen Stromkreis geschaltet.

Die Messung des Feldes und des Feldgradienten wurde in folgender Weise ausgeführt: Bei Benutzung der scharfen Polspitzen wurde die Spule bei konstantem Felde zwischen 0—2, 1—3, 2—4, . . . 8—10 mm Abstand vom Achsenschnittpunkt  $A$  schnell hin und her bewegt und die entsprechenden Induktionsstöße gemessen. Die Beobachtungsfehler stiegen hier nicht über 1 Proz. Dann wurden die Felder in den Lagen 1, 2, 3, . . . 9 mm durch das schnelle Emporziehen der Probespule gemessen. Aus diesen Beobachtungsreihen wurden die Werte  $\mathfrak{H}_x \partial \mathfrak{H}_x / \partial y$  für verschiedene Abstände berechnet und dann die dem Maximum entsprechende Stelle ermittelt. Dasselbe wurde mit dem Magnetisierungsstrom 1,5, 3,5, 6, 10, 15, 20 Amp. wiederholt. Jene Maximumlage  $P$  blieb bei verschiedenen Stromstärken fast konstant, und zwar in 4 mm Abstand vom Achsenschnittpunkt  $A$  (Fig. 1). Entsprechende Messungen wurden auch für die abgeflachten Polspitzen ausgeführt und ergab sich dabei eine Maximumlage  $O$  in 8 mm Abstand von  $A$ .

Die folgende Tabelle enthält die den verschiedenen Stromstärken entsprechenden maximalen Werte von  $\mathfrak{H}_x \partial \mathfrak{H}_x / \partial y$  in C.G.S.-Einheiten nebst den zugehörigen Feldern in Kilogauss.

Erreger- strom	Scharfe Polspitzen		Abgeflachte Polspitzen	
	$A P = +4 \text{ mm}$		$A O = -8 \text{ mm}$	
	$\mathfrak{H}_x$	$\mathfrak{H}_x \frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial y}$	$\mathfrak{H}_x$	$\mathfrak{H}_x \frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial y}$
1,5 Amp.	7,52 kgs	$67,8 \times 10^6 \text{ C.G.S.}$	2,51 kgs	$2,5 \times 10^6 \text{ C.G.S.}$
3,5 „	14,35 „	156,5 „	5,47 „	12,5 „
6,0 „	18,23 „	191,0 „	8,48 „	28,9 „
10,0 „	20,60 „	212,5 „	10,53 „	45,3 „
15,0 „	22,15 „	225,0 „	11,80 „	53,8 „
20,0 „	23,05 „	232,0 „	12,53 „	58,9 „



Behufs Eliminierung der remanenten Magnetisierung wurden die Versuche in folgender Weise ausgeführt: Der Elektromagnet wurde zuerst mit einem gegensinnigen Strome von 7,5 Amp. und dann im gewöhnlichen Sinne mit den zunehmenden Stromstärken 1,5, 3,5, 6, 10, 15, 20 Amp. erregt und die Beobachtungen ausgeführt. In dieser Weise wiederholte Beobachtungen gaben immer dieselben Resultate.

**Torsionswaage.** Ein leichtes sogenannt eisenfreies Aluminiumrohr *A* (Fig. 3), 4 mm stark und 340 mm lang, wurde mittels eines dünnen Silberdrahtes *F*, 0,17 mm dick, horizontal aufgehängt. Der Draht war an einem in  $360^\circ$  geteilten Torsions-

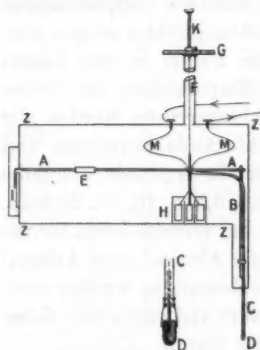


Fig. 3. —  $\frac{1}{10}$  nat. Gr.

kopf *G* befestigt, der durch eine Schraube langsam gedreht werden konnte; die freie Drahtlänge konnte mittels eines Klemmstifts *K* verschieden bemessen werden bis zu 230 mm Höchstlänge. Von einem Ende des Rohres *A* ging ein anderes Aluminiumrohr *B* vertikal abwärts, an das ein Magnesia-rohr *C*, 3 mm dick, vertikal befestigt war. Eine kleine Kapsel *D* von  $\frac{1}{3}$  mm Wanddicke war mittels eines Platindrahtes an das Magnesia-rohr aufgehängt. Am anderen Ende des Aluminiumrohres *A* war ein Zeiger *I* vertikal befestigt, der sich vor einer verschiebbaren Skala mit Spiegel bewegte. *E* ist ein verschiebbares Gegen- gewicht. Unter dem Aluminiumrohr befand sich eine Dämpfungs- vorrichtung, die in einem dazu passenden Gefäß *H* frei hing; als Dämpfungsflüssigkeit wurde eine Mischung von Petroleum und Glyzerin benutzt; durch diese Einrichtung wurde die Bewegung fast aperiodisch. Der ganze Apparat, bestehend aus der Torsionswaage und dem Dämpfer war in einem Zink- kasten *ZZ* eingeschlossen.

Zur Messung der Temperatur des zu untersuchenden Körpers wurde ein Thermoelement Platin-Platinrhodium benutzt. Eine Lötstelle befand sich in der Kapsel *D*, und die

beiden Drähte des Elements, die durch ein dünnes Porzellanröhrchen voneinander isoliert waren, gingen innerhalb des Magnesiumrohres aufwärts und dann am Aluminiumrohr entlang. An die beiden Enden dieser Drähte wurden sehr dünne und schmale „Lametta“-Bänder *MM* gelötet, welche durch den Zinkkasten isoliert hindurchgingen. Von da an führten zwei Kupferdrahtleitungen zum Galvanometer, dessen Widerstand  $413 \Omega$  betrug und welches bis  $1600^\circ$  geeicht war; mittels folgender Gefrierpunkte wurde es kontrolliert:

	Sn	Te	Sb	An
Gefrierpunkt . . . .	$233^\circ$	$450^\circ$	$631^\circ$	$1064^\circ$
Ablesung . . . .	233	449	629	1060

Ein gewöhnliches Thermometer befand sich in der Nähe der oberen Lötstellen, welches immer beobachtet wurde. Die Korrektion wurde durch eine von Vogel<sup>1)</sup> aufgestellte Tabelle ermittelt und ist bei obigen Ablesungen angebracht.

Da die Direktionskraft der Lamettabänder nicht ganz zu vernachlässigen war, traten später zwei 0,025 mm starke Kupferdrähte an ihre Stelle, welche — parallel geschaltet — mit dem einen Thermodraht verlötet wurden, während der andere durch den silbernen Aufhängerdraht *F* mit dem Galvanometer verbunden wurde; der Gesamtwiderstand des Thermokreises betrug bei dieser Schaltung etwa  $3 \Omega$ .

Die elastische Direktionskraft des genau so aufgehängten Systems wurde durch Schwingungsversuche bestimmt. Nur das Ölgefäß wurde entfernt, zwei Messingzylinder von gleicher Gestalt und von gleichem Gewicht wurden auf dem Aluminiumrohr zu beiden Seiten des Silberdrahtes und in gleichen Abständen befestigt, und die Schwingungsperiode alsdann bestimmt. Die Dimensionen dieser Zylinder waren: Durchmesser 15 mm, Länge 33 mm und Gewicht 49,96 g. Aus einem Paar Versuchen mit verschiedenen Abständen der aufgehängten Zylinder kann man bekanntlich den Torsionsmodul des Drahtes berechnen. Als Mittel aus zehnmaligen Beobachtungen wurde

1) R. Vogel, Zeitschr. f. anorg. Chem. 45. p. 13. 1905; R. Ruer, Metallographie p. 273. Hamburg 1907.

der Wert  $3,046 \cdot 10^{11}$  C.G.S. erhalten. Da die Armlänge der Torsionswage 67,0 mm war, so betrug die einem Grad Torsion am Torsionskopf entsprechende Kraft:

$$\mathfrak{F} = 3,235 \text{ Dyne.}$$

Die Wahl des Materials für das Gefäß zum Einlegen der Probestücke bot einige Schwierigkeit, indem Porzellan sich ziemlich stark paramagnetisch erwies. Nach meinen Versuchen ist eine dünne Magnesiakapsel am zweckmäßigsten, die bis zu sehr hohen Temperaturen heizbar und doch sehr schwach diamagnetisch ist. Diese Kapseln wurden von der Königl. Porzellan-Manufaktur in Berlin geliefert. Sie hatten zunächst einen innern Durchmesser von 4 mm und eine Wanddicke von über 1 mm; durch Abschleifen bzw. Kochen in Königswasser wurde diese erheblich reduziert. Der Diamagnetismus des Magnesiarohres nahm bei Erhitzung numerisch ziemlich stark zu. Im Gegenteil nahm der Paramagnetismus des dünnen Porzellanrohres, welches zur Isolierung der beiden Thermodrähte diente, sowie die des Thermoelementes selbst mit steigender Temperatur ab. Die gesamte Magnetisierbarkeit des Gefäßes und des Thermoelementes ist bei gewöhnlicher Temperatur eine paramagnetische, aber bei höherer Temperatur wird sie diamagnetisch, in beiden Fällen jedoch nur einer Torsionswirkung von höchstens einigen Graden entsprechend. Ähnliche Erscheinungen beschreibt Curie l. c., sie sind nur durch Eisengehalt des Materials bedingt. Zur Messung der Suszeptibilität bei Zimmertemperatur wurde jedoch die Magnesiakapsel meistens durch ein sehr leichtes Papiergefäß ersetzt. Dieses war so schwach paramagnetisch, daß die Drehung am Torsionskopf beim maximalen Felde nicht über  $0,8^\circ$  betrug, und die Ablenkung selbst beim gleichen Felde immer konstant blieb; so konnte hier die vom Gefäß herrührende Wirkung genau eliminiert werden. Um pulvriges Material, sowie die leicht oxydierbaren Elemente Na, K, P zu untersuchen, benutzte ich ferner käufliche Gelatine-kapseln, die sich sehr schwach diamagnetisch erwiesen.

*Der elektrische Ofen* bestand aus einem oben offenen Porzellanrohr von 10 mm lichter Weite, mit vier Windungen

0,6 mm dicken Platindrahtes pro cm bifilar bewickelt; der Zwischenraum war mit Kaolinkitt ausgefüllt, welcher die Wärmeabgabe möglichst hemmt.

Der Ofen *O* ist an einem Stativ *S* (Fig. 4) zwischen den Polen des Elektromagnets befestigt; man kann ihn so beliebig einstellen. Es wurde zuerst die Wirkung der Konvektion untersucht. Der Ofen wurde dazu in vertikaler Lage durch einen konstanten Strom erhitzt, und die stationäre Temperatur von  $930^{\circ}$  in der Mitte beobachtet. Dann wurde er einmal um  $90^{\circ}$  und sodann um  $180^{\circ}$  gedreht, d. h. in die von Curie benutzte Lage mit unterer Mündung. Die maximale Abweichung der Temperaturen in diesen drei Lagen betrug cet. par. nicht über  $20^{\circ}$ , so

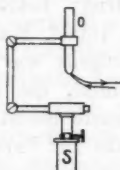


Fig. 4.  
 $\frac{1}{10}$  nat. Gr.

daß der Unterschied der Konvektionswirkungen der Luft ein verhältnismäßig geringer war. Man durfte daraus schließen, daß auch ein Ofen mit oberer Mündung gut zu brauchen ist, zumal es auf sehr genaue Einhaltung der Temperatur weniger ankam. Es mußte nur die Temperaturverteilung am Ofen entlang ermittelt werden, um für den zu untersuchenden Körper die richtige Lage festzustellen. Zu diesem Zweck wurde eine Lötstelle des Thermoelementes in der Mitte der Mündung frei aufgehängt und ein konstanter Strom um den Ofen geleitet. Sobald der stationäre Zustand erreicht war, wurde die Temperatur abgelesen. Dann wurde der Ofen um 5 oder 10 mm aufwärts geschoben und wieder beobachtet. So wurde die Temperatur längs des Ofens von Punkt zu Punkt bestimmt. Die Resultate sind in folgender Tabelle angegeben:

Unterhalb der Mündung:	0	10	20	30	35	40	50 mm
Temperatur:	280	575	800	908	925	928	$923^{\circ}$

Also kann man das Vorhandensein eines sehr flachen Maximums in der Temperatur-Höhenkurve konstatieren. Wenn ein kleiner Körper sich an dieser Stelle befindet, so ist seine Temperatur eine hinreichend gleichmäßige.

Bei Versuchen über die Einwirkung der Temperatur auf die Suszeptibilität wurde eine Lötstelle des Thermoelementes ganz nahe an den zu untersuchenden Körper gelegt bzw. damit

in Berührung gebracht, je nachdem der Körper über seinem Schmelzpunkt bzw. unterhalb desselben untersucht werden sollte. Mit dem Ofen konnte leicht eine Temperatur von 1250° erreicht werden, wobei die erforderliche Leistung

$$11 \text{ Amp.} \times 110 \text{ Volt} = 1200 \text{ Watt}$$

betrug; bekanntlich verträgt Porzellan Temperaturen bis ca. 1600°, Makartsche Masse bis 1800°, Magnesia bis 2000°. Übrigens war zu Vorversuchen eine Nickeldrahtbewicklung benutzt, die oberhalb des Umwandlungspunktes (350°) gute Dienste leistete; bei einigen Versuchen gelangte auch Rheotandradraht zur Verwendung. Beim Erhitzen der zu untersuchenden Körper habe ich immer einen langsamen Strom trockener Kohlensäure zugeführt, so daß sich der Körper immer in dieser Atmosphäre befand und eine Oxydation fast völlig vermieden wurde. Da die Suszeptibilität der Kohlensäure zu vernachlässigen ist, kommt die der Magnetisierbarkeit der umgebenden Atmosphäre entsprechende Korrektur dabei nicht in Betracht; daher wurde dieses einfache Verfahren auch bei Zimmertemperatur vielfach angewandt.

## II. Versuchsmaterial.

Unsere Kenntnisse der thermomagnetischen Eigenschaften von Elementen sind nur lückenhafte, indem selbst deren qualitative Stellung bei Zimmertemperatur vielfach noch Zweifeln unterliegt. Es sollte immer wieder auf die Hauptschwierigkeit hingewiesen werden, welche allen Untersuchungen auf diesem Gebiete seit Faraday innewohnt; sie rührt bekanntlich her von der Allgegenwart des Eisens in Kosmos und Laboratorium<sup>1)</sup>, während andere Verunreinigungen verhältnismäßig unschädlich sind. Insbesondere trifft das für Metalle zu, welche aus eisenhaltigen Erzen stammen oder deren Oxyde mittels unreinen Natriums, Magnesiums, Aluminiums reduziert wurden. Die spezifische Suszeptibilität para- oder diamagnetischer Elemente schwankt etwa zwischen  $\pm 0,02$  und  $\pm 10$  Milliontel, also liegt ihre spezifische Magnetisierung in einem Felde von 25 Kilogauss zwischen 0,0005 und 0,25 C.G.S. Dagegen beträgt der Sättigungs-

1) Vgl. P. Curie, Oeuvres p. 255. Paris 1908.

wert letzterer Größe für *freies* Eisen etwa 220 C.G.S., also bei einem Gehalt von 0,001 Promille noch immerhin 0,0002 C.G.S. Es folgt hieraus ohne weiteres der offenbare Vorzug der Benutzung möglichst starker Felder.

Trotzdem wäre die Ermittlung richtiger Werte unter diesen ungünstigen Verhältnissen fast hoffnungslos, wenn das Eisen vorwiegend in freiem Zustande aufträte. Über sein Verhalten in stark verdünntem Zustande ist vorderhand sehr wenig bekannt.<sup>1)</sup> Die in diesem Laboratorium ausgeführten Versuche Nagaokas über verdünnte ferromagnetische Amalgame — flüssige und gefrorene — deren Minimalgehalt nur einige Promille betrug, ergaben noch die spezifischen Sättigungswerte des reinen Eisens.<sup>2)</sup> Die vielen seither erschienenen metallographischen Mitteilungen aus dem Tammannschen Institut betreffen u. a. binäre Legierungen des Eisens mit Al, Si, V, Cr, Mn, Cu, Zn, Ag, Cd, Sn, Sb, Pt, Au, Tl, Pb, Bi, wobei aber kaum Eisengehalte unterhalb 5 Promille untersucht wurden und sich darüber im Fall der Nichtmischbarkeit auch kaum etwas aussagen läßt.

Bildet das Eisen mit dem Hauptmetall eine Verbindung oder eisenarme Mischkristalle — d. h. also eine metallographisch homogene feste Lösung —, so scheint es nicht mehr ferromagnetisch aufzutreten.<sup>3)</sup> Es können dann bei geringen Eisenmengen — etwa unter 2 Proz. — magnetometrisch keine Magnetisierungswerte über 0,0001 C.G.S. konstatiert werden; das Eisen tritt nur mehr paramagnetisch auf<sup>4)</sup> und wirkt dann viel weniger störend, obwohl sein Einfluß auch in dieser Form nicht immer vernachlässigt werden kann.

Anders dürfte es sich verhalten, wenn das Eisen sich mit dem Hauptmetall nicht mischt, wie bei Ag, Cd und Tl, Pb, Bi. Bekanntlich ist indessen absolute Nichtmischbarkeit theoretisch

1) Bereits M. Faraday, Exp. Res. 3. p. 40. London 1855, bemerkt in § 2293: „Some metals, as arsenic etc., may have much power in quelling and suppressing the magnetic properties of any portion of iron in them, whilst other metals, as silver or platinum, may have little or no power in this respect.“

2) H. Nagaoka, Wied. Ann. 59. p. 66. 1896.

3) Nach G. Tammann, Zeitschr. f. physik. Chem. 65. p. 74. 1909.

4) Vgl. meine vorstehend abgedruckte Arbeit über Legierungen, insbesondere Eisen-Vanadin, Nickel-Aluminium und Nickel-Zinn.

ausgeschlossen, sie bildet eben nur einen idealen Grenzfall; über ihren wahren Geltungsbereich können wir vorderhand kaum etwas aussagen. Es dürfte sich in solchen Fällen das verunreinigende Eisen in Form kleiner Körnchen ausscheiden.

Also selbst in diesem Falle bleibt es denkbar, daß nach Analogie der gewöhnlichen Löslichkeitsregeln sehr geringe Eisengehalte von der Ordnung einiger Milliontel sich lösen unter Verlust ihrer ferromagnetischen Eigenschaften. Über solche stark verdünnte feste Eisenlösungen liegen Untersuchungen meines Wissens noch nicht vor, was die Diskussion erschwert. Die gangbare Theorie der Legierungen betrachtet sie als zu festen Lösungen erstarrte Schmelzen; bei manchen untersuchten Elementen ist dies aber kaum angängig, z. B. den sublimierten und elektrolysierten. Auch kommt vielfach erst später Eisen nach der eigentlichen Darstellung rein mechanisch hinein, z. B. durch Walzen, Drahtziehen, Schneiden usw. Nach alledem ist es auch nicht gesagt, daß vorhandenes Eisen homogen verteilt ist; es können verschiedene Proben eines Stückes abweichenden Eisengehalt aufweisen.

In anderen Fällen bringt die hüttenmännische bzw. chemische Darstellung des Hauptmetalles es mit sich, daß Eisen als Oxyd oder Sulfid vorhanden sein kann; dann ist  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  als unschädlich zu betrachten, während  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  große Fehler bedingen kann. Schließlich dürfte bei den meisten Metalloiden das Eisen fest gebunden sein und daher keine Rolle spielen, so z. B. bei Brom und Jod. Das Auftreten von Kobalt und Nickel ist nur in vereinzelten Fällen zu befürchten.

Es wurden 43 von den heute erkannten 81 Elementen untersucht<sup>1)</sup>, von denen eine Anzahl in mehrfachen Präparaten vorlagen, im ganzen 62, welche in der Haupttabelle p. 1044—1047 zusammengestellt sind. Sehr viele stammen von der Firma Kahlbaum, welche in mehreren Fällen, z. B. beim Zinn, sich freundlichst bemühte, ein besonders reines Erzeugnis darzustellen. Durch Vermittelung von Hrn. Prof. du Bois wurden ferner besonders reine Elemente von verschiedenen Chemikern und Fabrikanten erhalten bzw. weiter gereinigt.

1) Dabei sind die neuesten Spaltungsprodukte des Thuliums nach Auer v. Welsbach nicht berücksichtigt.



Den Herren Dr. Bannow-Berlin, Dr. von Bolton-Charlottenburg, Prof. Cohen-Utrecht, Prof. Franz Fischer-Berlin, Hartmann & Braun-Frankfurt a/M., Dr. Heraeus-Hanau, Dr. Hoitsema-Utrecht, Dr. Marc-Jena, Prof. Tammann-Göttingen, Prof. A. Thiel-Münster, Dr. K. Thiele-Berlin, Prof. Wallach-Göttingen, Wolff-de-Beer-Berlin bin ich in dieser Beziehung zu größtem Dank verpflichtet.

Arsen, Selen, Jod und Quecksilber wurden mehrfach umsublimiert, ohne daß es indessen stets gelang, sie völlig eisenfrei zu erhalten. Viele kleinere Proben mußten von größeren Substanzmengen abgetrennt werden; das geschah mit einer sauberen Zange oder einer Feile und es wurde dann stets nachher mit Sandpapier abgerieben, sowie auch nachträglich in Salzsäure abgewaschen oder abgekocht, je nach der Löslichkeit. Hierdurch sollen die an der Oberfläche haftenden Eisenteilchen fortgeschafft werden.

Es bleiben noch 35 Elemente zu untersuchen übrig: Die Gase H, He, N, O, F, Ne, Cl, Ar, Kr, Xe, für welche die benutzte Methode nicht in Betracht kam; die Alkali- bzw. Alkalierdmetalle Li, Rb, Cs, Ca, Sr, Ba, welche noch nicht genügend eisenfrei zu beschaffen waren. Schließlich Be, Sc, Ga, Ge, Y, La, Ce, Pr, Nd, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Er, Tu, Ny, Lu, Rd, welche ich überhaupt nicht erhalten konnte. Über eine Anzahl von diesen liegen indessen qualitative oder quantitative Angaben bei Zimmertemperatur schon vor. Fe, Co, Ni kämen hier vorläufig weniger in Betracht.

Hr. Dr. M. Handa aus Hirosima, z. Zt. in Berlin, hatte die meisten Substanzen einer kolorimetrischen Eisenbestimmung unterzogen. Sie wurden zuerst in allerreinsten Salzsäure, Salpetersäure oder Königswasser gelöst, manche mußten im Chlorstrom erhitzt werden (As, Se, Mo, Ru, W). Sodann wurde die Lösung möglichst wieder vom Hauptelement befreit, so daß dreiwertiges Eisen in salzsaurer Lösung übrig blieb; mit Kaliumferrocyanid wurde nur die Berlinerblau-Reaktion eingeleitet und kolorimetrisch bestimmt. Die Empfindlichkeit der Methode hängt naturgemäß von der ursprünglichen Substanzmenge und der Anreicherung des Eisens in der Endlösung ab.

Leider bildete sich infolge des Chlorgebrauchs eine große Menge Eisenrostflugstaub im Laboratorium, welcher solche

Analysen naturgemäß fälscht, indem der Eisengehalt zu hoch erscheint. Nachdem Abhilfe geschaffen, sind dann die wichtigsten Elemente von Hrn. cand. phil. F. Flügel in abgeänderter Weise auf Eisen untersucht. Die zur Lösung verwendete Säuremenge wurde auf dieselbe Verdünnung gebracht wie die zur Aufschließung verbrauchte und mit einer bestimmten Menge Ferrilösung von bekanntem Gehalt versetzt. Dann wurden gleiche Volume mit Ammoniumrhodanat und Äther versetzt und 3—5 Min. heftig geschüttelt. Nach halbstündigem Stehen wurden die Färbungen der Ätherschichten verglichen. Es konnte so in 1 g Substanz noch 1 Milliontel Fe sicher nachgewiesen werden. Es empfiehlt sich, im eisenfreien Analysenraum zu arbeiten. Schließlich verdanke ich den Herren Prof. Marckwald und Dr. v. Wartenberg einige Kontrollanalysen.

Es gibt freilich physikalische Kriterien, welche sich den chemischen Methoden zum Nachweise des Eisens überlegen zeigen. So zuweilen das spektralanalytische Verfahren und die von Duane und Stewart<sup>1)</sup> studierte Dämpfung im Felde bzw. die Rotation im Drehfelde, letztere freilich nur bei isolierenden Substanzen anwendbar.

Aber auch aus den magnetischen Versuchen selbst lassen sich Anhaltspunkte zur Beurteilung ihrer Zuverlässigkeit gewinnen. In erster Linie ist stets die Suszeptibilität für verschiedene Felder ermittelt worden: Ist diese innerhalb eines ausgedehnten Feldbereichs konstant, so ist ein ferromagnetischer Bestandteil kaum anzunehmen; für etwa ein Drittel der Präparate erwies sie sich indessen variabel und zwar gegen einen Grenzwert konvergierend, wie im folgenden näher ausgeführt wird.

In einigen Fällen (Mg, Ru) konnte ein anomaler Abfall der ( $\chi$ - $\theta$ )-Kurve zwischen 500° und 600° zweifellos auf Eisen zurückgeführt werden, dessen Umwandlungspunkt schon durch verhältnismäßig geringe Beimischungen um Hunderte von Graden herabgesetzt wird<sup>2)</sup>; um so mehr also, wenn es selbst

1) W. Duane, Wied. Ann. 58. p. 517. 1896; 62. p. 543. 1897; W. Duane u. W. Stewart, Wied. Ann. 61. p. 436. 1897.

2) G. Tammann, Zeitschr. anorg. Chem. 42. p. 359. 1904; G. Voss, ebend. 57. p. 44. 1908; A. G. C. Gwyer, ebend. 57. p. 131. 1908. Vgl. auch meine vorstehende Arbeit, insbesondere die Umwandlungspunkte des Eisen-Vanadins.

spurenweise vorhanden ist. Jedenfalls ist es ein Vorzug pyromagnetischer Messungen, daß man oberhalb  $700^{\circ}$  einen ferromagnetischen Effekt des Eisens kaum noch zu befürchten braucht; freilich ist nach Curie bei etwa  $800^{\circ}$  die alsdann konstante paramagnetische, spezifische Suszeptibilität immer noch von der Ordnung 0,001.

Falls für eine wohldefinierte Substanz in einem bestimmten Zustand — also unter Berücksichtigung eventueller Allotropie bzw. Polymorphie — verschiedene Werte der Suszeptibilität nach einwandfreien Methoden ermittelt sind, wird der algebraisch geringste *et. par.* das meiste Vertrauen verdienen. Hiermit ist implizite auch gesagt, daß eine einmalige richtige diamagnetische Bestimmung die Stellung einer chemisch und physikalisch eindeutig bestimmten Substanz entscheidet. Dabei ist indessen wohl zu beachten, daß die älteren Bestimmungen meist mit unzulänglichen Mitteln ausgeführt und durch kristallmagnetische oder andere Orientierungswirkungen gefälscht sein können.

### III. Suszeptibilität bei Zimmertemperatur.

Als Zimmertemperatur gilt  $18^{\circ}$ , wenn sie auch zuweilen um einige Grad überschritten wurde. Bei den Versuchen wurde zunächst die Korrektur für das Papiergefäßchen ermittelt. Dazu wurde es genau an die Stelle gebracht, wo  $\partial \chi_z / \partial y$  ein Maximum war; die Skalenablesung des am Wagearm befindlichen Zeigers wurde dann auf den Nullpunkt eingestellt. Der Ofen wurde emporgehoben, um das aufgehängte System vor Luftströmung zu schützen, und um nötigenfalls die Beobachtungen in einer  $\text{CO}_2$ -Atmosphäre auszuführen. Nachdem zuerst stets ein Gegenstrom von  $-7,5$  Amp. um den Elektromagnet geleitet war, wurde er durch einen Strom von  $+1,5$  Amp. erregt. Der Torsionskopf wurde nun soweit gedreht, daß der Zeiger wieder auf dem vorigen Nullpunkt einspielte und dann abgelesen. Dieselbe Prozedur wurde dann mit Strömen von 3,5, 6, 10, 15, 20 Amp. wiederholt. Genau dasselbe Verfahren wurde darauf mit dem zu untersuchenden Element im Gefäß nochmals durchgeführt.

Aus diesen zwei Beobachtungsreihen konnte die Suszeptibilität des Elements für verschiedene Felder ermittelt werden.

Für die meisten Elemente wurden Versuche mit den scharfen Polspitzen sowie auch mit den abgeflachten gemacht, so daß ihr Feldbereich sich von 2—23 Kilogauss erstreckte. Die pulverigen Elemente konnten leider nur mit den abgeflachten Polspitzen untersucht werden, weil dann das zugängliche Volum erheblich größer war; das Feldbereich betrug dann freilich nur 2—13 Kilogauss. Obgleich die der Berechnung der Suszeptibilität zugrunde liegenden Bestimmungsstücke für beide Fälle sehr verschieden waren, erwies sich die Übereinstimmung der so errechneten Werte als genügend. Im Durchschnitt schätze ich die Genauigkeit der Messungen auf etwa 1—2 Proz., wobei sie im Einzelfall von den verschiedensten Faktoren abhängt.

Einige der am schwächsten magnetisierbaren Elemente, wie Cu, Sn u. a. wurden in Kohlensäure untersucht. Die übrigen wurden in Luft beobachtet und zu der gemessenen spezifischen Suszeptibilität  $\chi$  die Korrektur  $+\chi'/D$  algebraisch addiert; in gleicher Weise wurden die Zahlen anderer Forscher auf Vakuum reduziert. Dabei bedeutet  $D$  die Dichte des betreffenden Elements,  $+\chi'$  die Suszeptibilität der Luft; für diese ist bei 18° einzusetzen  $+0,027 \cdot 10^{-6}$ ; bei Temperaturen oberhalb 300° ist die Korrektur meist zu vernachlässigen.<sup>1)</sup>

Sämtliche Resultate für Zimmertemperatur sind in der Haupttabelle p. 1044—1047 angegeben, welche nach steigendem Atomgewicht geordnet ist, und zwar nach dem Mendelejew-Braunerschen Reihenschema. In der vierten und fünften Spalte sind der physikalische Zustand und die Bezugsquelle angegeben. In der sechsten der Eisengehalt  $g$  in Promille, wobei die Analysen der Herren Flügel und Handa durch F bzw. H bezeichnet wurden; sie sind nur als ungefähre zu betrachten, während hier und da bloß Grenzwerte angeführt werden konnten. Die siebente Spalte enthält den metallographischen Zustand vorhandenen Eisens, soweit bekannt; und zwar unter der etwas willkürlichen Voraussetzung, daß es sich um Legierungen normaler Struktur handelt, was nach dem Obigen nicht immer zutrifft. In der achten und neunten Spalte sind sodann meine Messungen zusammengestellt; für 42 Prä-

1) P. Curie, Oeuvres, p. 280. Paris 1908; H. du Bois, Rapp. Congr. d. Phys. 2. p. 491. Paris 1900.

parate, deren Suszeptibilität sich merklich unabhängig vom Felde erwies, ist das Mittel aus etwa 15 Bestimmungen bei verschiedenen Feldwerten angegeben. In 20 Fällen, wo sie

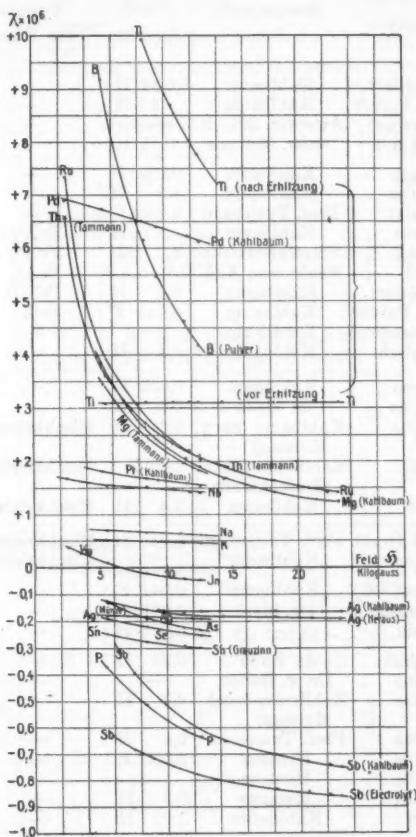


Fig. 5.

sich mehr oder weniger änderte, ist der entsprechende Feldwert in [ ] beigelegt; diese sind durch einen \* gekennzeichnet und die Kurven in Fig. 5 eingetragen. Die Änderung ist algebraisch stets eine Abnahme mit wachsendem Felde und

Reihe	Elemente		Physikalischer Zustand	Bezugsquelle	Eisen- gehalt Promille	Metallograph. Zustand des Eisens	K. Honda	K. Honda
	Zeichen	Atom- gewicht						
2	B	11,0	Kristallisiert	Kahlbaum	0,54 H	—	—0,71	—
			Amorph. Pulver	Kahlbaum	8! H	—	+5,2* [10]	
	C	12,00	Diamantbort	Amsterd. Schleif.	Schwachgelb	—	—0,49	
			Bogenkohle	Gebr. Siemens	0,85 H	—	—2,02	
3	Na	23,00	Stangen	Kahlbaum	0,011 F	—	+0,61* [13]	+0,51 [13] +0,55 [13]
	Mg	24,32	Gewalzt	Kahlbaum	0,3 H	—	+1,25* [23]	
			Gewalzt	Prof. Tammann	0,235 F	—	+1,80* [13]	
	Al	27,1	Barren	Kahlbaum	8! H	FeAl <sub>3</sub> <sup>1)</sup>	+0,695	
			Draht	Siemens-Halske	4,2 H	FeAl <sub>3</sub>	+0,685	
			Guß	Neuhausen A.G.	0,8—2,4 F	FeAl <sub>3</sub>	+0,65	
	Si	28,3	Kristallisiert	Kahlbaum	0,2 H	FeSi <sup>2)</sup>	—0,123	
			Amorph. Pulver	Kahlbaum	0,085 F	FeSi	—0,143	
	P	31,0	Weiß, Stangen	Kahlbaum	—	—	—0,63* [13]	
	S	32,07	Rhombisch	Kahlbaum	0,4 H	—	—0,48	
4	K	39,10	Stangen	Kahlbaum	0,009 F	—	+0,46* [13]	+0,40 [13]
	Ti	48,1	Regulus	de Haën	7,0 H	—	+3,13	
	V	51,2	Regulus	Kahlbaum (nach Moissan)	1,2 H	Mischkristall <sup>3)</sup>	+1,50	
	Cr	52,1	Guß	Kahlbaum (nach Goldschmidt)	> 20!	Mischkristall <sup>4)</sup>	+3,75	
	Mn	54,93	Guß	Kahlbaum	3,4 H	Mischkristall <sup>5)</sup>	+10,6	
5	Cu	63,57	Elektrolyt. Draht	Prof. Tammann	0,08 H	Mischkristall <sup>6)</sup>	—0,086	—0,31 [13] —0,32 [13]
	Zn	65,37	Stangen	„Kahlbaum“	nicht nachweisbar	Mischkristall <sup>7)</sup>	—0,154	
	As	75,0	Schwarz (sublim.)	„Kahlbaum“	0,041 F	—	—0,23* [13]	
	Se	79,2	Metall (sublim.)	Dr. Marc	0,060 F	—	—0,25* [13]	
	Br	79,92	Flüssig	—	0,023 H	—	—0,375	
6	Zr	90,6	Kristallisiert	de Haën	0,75 H	—	—0,45	+1,29 [13] +0,56 [13]
	Nb	93,5	Regulus	Dr. v. Bolton	—	—	+1,41* [13]	
	Mo	96,0	Regulus	Kahlbaum (nach Moissan)	0,4 H	—	+0,039	
			Regulus	Prof. Tammann	0,4 H	—	+1,04	
	Ru	101,7	Regulus	Heraeus	0,555 F	—	+1,42* [23]	
	Rh	102,9	Regulus	Heraeus	—	—	+1,14	
	Pd	106,7	Regulus	Heraeus	0,3 H	—	+5,79	
			Blech	Kahlbaum	7,0! H	—	+6,12* [13]	
7	Ag	107,88	Draht	Kahlbaum	0,006 F	nicht mischb. <sup>8)</sup>	—0,161* [23]	—0,167 [23] —0,205 [23] —0,202 [13] —0,10 [13] —0,35 [13]
			Regulus	Heraeus	0,007 F	nicht mischbar	—0,186* [23]	
			Amorph. Präcip.	Niederl. Münze	0,004 F	nicht mischbar	—0,190* [13]	
	Cd	112,40	Guß	Kahlbaum	0,043 H	nicht mischb. <sup>9)</sup>	—0,169	
	Jn	114,8	Elektrolytisch	Prof. A. Thiel	—	—	—0,048* [13]	
	Sn	119,0	Elektrolyt. Wolle	Kahlbaum	nicht nachweisbar	Verbindung <sup>10)</sup>	+0,027	
			Barren	„Kahlbaum“	0,03 H	Verbindung	+0,026	
			Grauzinn	Impfung Cohen	—	—	—0,29* [13]	

tabelle.

Spezifische Suszeptibilität $\chi \times 10^6$					Dichte	Schmelzpunkt	Zeichen
K. Honda	St. Meyer	J. Koenigsberger	Andere Forscher	Angeom. Wert			
[10]	—	—	—	—0,71 — —0,49 —2,02	2,53 2,45 3,52 1,77	—	B C
+0,51 [∞]	—1,4	—	—	+0,51	0,98	97°	Na
+0,55 [∞]	—	+2,28 [2] +0,71	L) +0,65 W) +0,72	+0,55	1,74	633°	Mg
—	—	—	—	+0,65	2,58	657°	Al
—0,88 [∞]	—	—0,46	B) -0,68, C) -0,92, Q) -0,91 B) -0,37, C) -0,51, L) -0,40	+0,12 —0,90 —0,50	2,65 2,58 1,83 2,07	—	Si P S
+0,40 [∞]	+1,9	—	—	+0,40 ca. +2,0 +1,50 +3,7	0,86 4,87 5,8 6,8	62° — 1710° 1515°	K Ti V Cr
—	—	—	G) +42,5	—	7,4	—	Mn
—0,071	—0,088 —0,130	B) -0,120 L) -0,142	—	—0,087 —0,154	8,95 7,13	1084° 419°	Cu Zn
-0,31 [∞] -0,32 [∞]	—0,26	C) -0,32 C) -0,41, Q) -0,44	—	—0,31 —0,32 ca. -0,40	4,73 4,8 3,15	— 217° -7°	As Se Br
+1,29 [∞]	+0,25	—	—	—0,45 +0,04	6,4 12,7 8,6	— 1950° >2500°	Zr Nb Mo
+0,56 [∞]	—	ca. +5,3	F) +1,040 C) +5,3, F) +5,82	+0,56 +1,1 +5,8	12,3 12,1 11,4	ca. 2000° 1940° 1545°	Ru Rh Pd
—0,167 [∞] —0,205 [∞] —0,202 [∞]	—0,121	—0,142	B) -0,168, D) -0,162	—0,20 —0,17 ca. -0,1	10,5 8,6 7,1	960° 322° 155° 233°	Ag Cd Jn Sn
—0,10 [∞]	—0,131	—	—	+0,025	7,3	—	—
—0,35 [∞]	+0,032	+0,024	W) +0,052	ca. -0,35	5,8	—	—



Reihe	Elemente		Physikalischer Zustand	Bezugsquelle	Eisen- gehalt Promille	Metallograph. Zustand des Eisens	K. Honda	K. Honda
	Zeichen	Atom- gewicht						
7	Sb	120,2	Barren	„Kahlbaum“	—	FeSb <sub>2</sub> <sup>11)</sup>	-0,75*	-0,92 [α]
	Te	127,5	Elektrolytisch Regulus	Kahlbaum	0,018 F	FeSb <sub>2</sub>	-0,86*	-0,95 [α]
	J	126,92	Kristallinisch	Kahlbaum	0,06 H	—	-0,317	
				—	0,04 H	—	-0,348	
10	Ta	181,0	Blech	Dr. v. Bolton	nicht nachweisbar	—	+0,929	
	W	184,0	Regulus	Prof. Tammann	0,1 H	—	+0,334	
			Pulver	Prof. Tammann	0,1 H	—	+0,336	
	Os	190,9	Faserig (sublim.)	Heraeus	2,3 H	—	+0,089	
	Ir	193,1	Regulus	Heraeus	nicht nachweisbar	—	+0,147	
	Pt	195,0	Blech	Kahlbaum	10,8!	Mischkristall <sup>12)</sup>	+1,55* <sup>13)</sup>	+1,92 [α]
			Draht	Heraeus	—	Mischkristall	+1,097	
11	Au	197,2	Münzblech	Niederl. Münze	—	Mischkristall <sup>13)</sup>	-0,149	
			Blech	Kahlbaum	0,61 H	Mischkristall	-0,129	
			Blech	Heraeus	0,42 H	Mischkristall	-0,129	
	Hg	200,0	Flüssig	„Kahlbaum“	nicht nachweisbar	Amalgam	-0,193	
	Tl	204,0	Stangen	Kahlbaum	0,05 H	nicht mischb. <sup>14)</sup>	-0,244	
	Pb	207,1	Barren	Kahlbaum	0,08 H	nicht mischb. <sup>14)</sup>	-0,120	
	Bi	208,0	Barren	Kahlbaum	0,1 H	nicht mischb. <sup>14)</sup>	-1,380	
			Elektrolyt. Draht	Hartmann Braun	0,06 H	nicht mischbar	-1,458	
12	Th	232,42	Pulver	Prof. Tammann	—	—	+2,05* <sup>15)</sup>	
			Pulver	Dr. v. Bolton	0,3 H	—	+0,177	
	U	238,5	Regulus	Kahlbaum (nach Moissan)	0,23 H	—	+4,34	

1) R. Sahmen, Zeitschr. f. anorg. Chem. 57. p. 129. 1908.

2) W. Guertler u. G. Tammann, ebenda 47. p. 163. 1905.

3) R. Vogel u. G. Tammann, ebenda 58. p. 73. 1908.

4) W. Treitschke u. G. Tammann, ebenda 55. p. 402. 1907.

5) M. Levin u. G. Tammann, ebenda 47. p. 136. 1905.

6) R. Sahmen, ebenda 57. p. 13. 1908.

7) A. v. Vegesack, ebenda 52. p. 37. 1907.

8) G. T. Petrenko, ebenda 53. p. 212. 1907.

9) E. Isaac u. G. Tammann, ebenda 55. p. 58. 1907.

10) E. Isaac u. G. Tammann, ebenda 53. p. 285. 1907.  
(Verbindungsformel noch nicht bekannt.)

11) N. S. Kurnakow u. N. S. Konstantinow, ebenda 58. p. 1. 1908.

12) E. Isaac u. G. Tammann, ebenda 55. p. 63. 1907.

13) E. Isaac u. G. Tammann, ebenda 53. p. 294. 1907.

14) E. Isaac u. G. Tammann, ebenda 55. p. 58. 1907.

tabell (Fortsetzung).

Spezifische Suszeptibilität $\chi \times 10^6$						Dichte	Schmelzpunkt	Zeichen
H. Honda	St. Meyer	J. Koenigsberger	Andere Forscher	Angenom. Wert				
75* [20] 86* [20] 317 348	-0,92 [∞] -0,95 [∞]	versch.	E) -0,84, L) -0,56 C) -0,68 C) -0,31, E) -0,26 B) -0,63, C) -0,38	-0,95 -0,32 -0,36	6,7 6,3 4,95	631° 450° 114°	Sb Te J	
929 334 336 039 147	+5,6 +0,55	+0,70	F) +0,218	+0,93 +0,33 +0,04 +0,15	16,6 19,1 22,5 22,4	2280° ca. 2900° ca. 2500° 2355°	Ta W Os Ir	
55* [19] 097	+1,32 [∞]	+1,35	F) +1,050	+1,07	21,5	1750°	Pt	
149 129 129 193	-0,151	-0,157	Q) -0,190	-0,15 -0,19	19,32 13,56	1064° -39°	Au Hg	
244 120 380 458		-0,385 -0,118	B) -0,091, L) -0,073 {B) -1,69, C) -1,35, D) -1,39 {E) -1,43, W) -1,28	ca. -0,3 -0,12 -1,40	11,8 11,37 9,80	290° 327° 268°	Tl Pb Bi	
05* [19] 177 34	+0,87			+0,18 ca. +0,9	11,3 18,7	1450° —	Th U	

St. Meyer, Wied. Ann. 68. p. 325; 69. p. 236. 1899; Ann. d. Phys. 1. p. 664. 1900.

J. Koenigsberger, Wied. Ann. 66. p. 693. 1898.

B) E. Becquerel, Ann. de chim. et phys. (5) 12. p. 34. 1887.

C) P. Curie, Ann. de chim. et phys. (7) 5. p. 289. 1895.

D) J. Dewar u. J. A. Fleming, Proc. Roy. Soc. 60. p. 283. 1896; 63. p. 311. 1898.

E) A. v. Ettingshausen, Wiener Ber. 85. (2). p. 37. 1882; Wied. Ann. 17. p. 272.

F) W. Finke, Ann. d. Phys. 31. p. 149. 1910.

G) W. Gebhardt, Dissert. Marburg 1909.

L) L. Lombardi, Mem. Acc. Sci. Torino (2) 47. p. 47. 1897.

P) J. Poggendorff, Pogg. Ann. 73. p. 619. 1848.

Q) G. Quineke, Wied. Ann. 24. p. 347. 1885.

W) A. P. Wills, Phys. Rev. 6. p. 223. 1898; Phil. Mag. (5) 45. p. 432. 1898.

es zeigt sich ganz vorwiegend ein hyperbolischer Verlauf, wie er auch zu erwarten ist. Falls nämlich eine ferromagnetische Verunreinigung in Gebilden ohne überwiegende Vorzugsrichtungen auftritt — etwa in Klümpchen oder Körnchen —, so wird sie für Felder oberhalb 7 Kgs. merklich gesättigt sein; bei faserigen, länglichen oder lamellaren Teilchen durchschnittlich sogar eher. Nimmt man nun an, daß diese konstante positive „Ferromagnetisierung“  $\sigma$  pro Masseneinheit des Hauptelements sich seiner eigenen additiv superponiert, so wird offenbar

$$\chi = \chi_{\infty} + \frac{\sigma}{H} = \text{funct. } \left(\frac{1}{H}\right).$$

Diese Funktion erweist sich nun tatsächlich hyperbolisch, außer für Borphpulver, Palladiumblech und ein Thorpulver, drei minderwertige sehr eisenhaltige Präparate, die nur der Vollständigkeit halber aufgenommen sind, indem ihnen je ein besseres Präparat zur Seite steht. Nun läßt sich aus den Kurven der Fig. 5 der positive oder negative Grenzwert  $\chi_{\infty}$  berechnen, dem sie für unendliche Feldwerte zustreben würden, und ergibt sich zugleich der stets positive Wert von  $\sigma$ . Diese Berechnung verdanke ich Hrn. Morris Owen; die  $\chi_{\infty}$  sind in der neunten Spalte der Haupttabelle [∞] aufgeführt. Die Werte von  $\sigma$  schwanken erheblich und sind für eine Anzahl Elemente in nachstehender Tabelle zusammengestellt; darin bedeutet ferner  $g$  den Eisengehalt,  $g \mathfrak{E}_{\infty}$  dessen Produkt in die spezifische Maximalmagnetisierung des *freien* Eisens, welche nach Weiss zu 217 C.G.S. angenommen ist.

Element-Zeichen	Physikalischer Zustand	Bezugsquelle	$g \cdot 10^3$	$g \mathfrak{E}_{\infty}$	$\sigma$	$\frac{\sigma}{g \mathfrak{E}_{\infty}}$
Na	Stangen	Kahlbaum	0,011	0,0024	0,0013	0,54
Mg	gewalzt	Tammann	0,235	0,0510	0,0162	0,32
K	Stangen	Kahlbaum	0,009	0,0020	0,0007	0,35
As	Schwarz (Subl.)	„Kahlbaum“	0,041	0,0090	0,0012	0,13
Se	Met. (Subl.)	Marc	0,060	0,0130	0,0008	0,06
Ru	Regulus	Heraeus	0,555	0,1210	0,0194	0,16
Ag	Draht	Kahlbaum	0,006	0,0013	0,0001	0,08
„	Regulus	Heraeus	0,007	0,0015	0,0004	0,27
„	Präzip.	Münze	0,004	0,0009	0,0001	0,11
Sb	Elektrolyt.	Kahlbaum	0,018	0,0040	0,0021	0,52

Wie aus der letzten Spalte hervorgeht, beträgt die spezifische „Ferromagnetisierung“ etwa 5 bis 50 Proz. des für freies Eisen berechneten Wertes. Sofern die chemischen Analysen auch wirklich für die magnetisch bestimmten Proben zutreffen, scheint also ein größerer oder geringerer Bruchteil des Eisens sich auch bei diesen Elementen nicht frei zu betätigen; in welchem Zustande dieser auftritt, dürfte sich vorderhand schwerlich entscheiden lassen.

Jedenfalls geht aus alledem der Vorzug hoher Feldwerte hervor, bei denen man sich dem Grenzwert  $\chi_{\infty}$  schon möglichst nähert. Auch bleibt schließlich kein Zweifel, daß die Variationen der Suszeptibilität eben nur scheinbare sind und daß für absolut eisenfreie Elemente jene Größe ganz unabhängig vom Felde sein würde, wenigstens in dem hier in Betracht kommenden Bereiche. Die beiden vorletzten Spalten enthalten Dichten und Schmelzpunkte der Elemente, wie sie der neuesten Literatur zu entnehmen sind.

*Diskussion der Einzelwerte.* In den Spalten 10, 11 und 12 der Haupttabelle sind auch Ergebnisse anderer Forscher angeführt, durch Initialen gekennzeichnet. Die St. Meyerschen Zahlen entsprechen einem Felde von 10 Kgs.; es wurden nur diejenigen für massives Material umgerechnet; Koenigsberger ging bis 3,3 Kgs.; dabei war die Suszeptibilität vom Felde unabhängig, mit Ausnahme des Magnesiums. Sämtliche Zahlen sind gegen Vakuum und auf die Masseneinheit umgerechnet, was freilich wegen der wechselnden Angaben der Dichte zuweilen etwas unsicher ist. Spalte 13 enthält denjenigen Wert der spezifischen Suszeptibilität, der für den zuverlässigsten gehalten wurde; so ist in der Regel bei paramagnetischen Elementen der geringste, bei diamagnetischen der numerisch größte Wert hier eingesetzt; eine gewisse Willkür läßt sich dabei kaum vermeiden. Es folgen nun einige Erläuterungen zu den einzelnen Elementen, wobei die spezifische Suszeptibilität stets in Millionteilen ausgedrückt sei.

In der zweiten Reihe handelt es sich beim kristallisierten Bor um die metallglänzende schwarze blätterige Varietät. Das sehr eisenhaltige pulverige Bor ist nur des Gegensatzes halber angeführt; die naheliegende Vermutung, daß letzterer Wert

nur ein scheinbarer ist, wurde durch Beobachtungen bei höherer Temperatur bestätigt. Beim Erhitzen von  $18^{\circ}$ — $1100^{\circ}$  nahm er nämlich zuerst rasch ab und schwand bei ca.  $500^{\circ}$ ; er wurde dann negativ und nahm weiter langsam numerisch zu. Bei  $1100^{\circ}$  bleibt der Wert ( $-0,7$ ) hinter demjenigen für kristallisiertes Bor kaum noch zurück; letzterer ist fast unabhängig von der Temperatur. Auch hier liegt demnach die Temperatur, bei welcher der Paramagnetismus des pulverigen Bors verschwindet, weit unter dem bekannten Umwandlungspunkt des darin enthaltenen Eisens. Nach Wiederabkühlung ergab sich eine durchschnittlich dreimal höhere Suszeptibilität als zuvor (vgl. Ti). Meyers Ergebnis für Kohle („carbone sublimé“) ist kleiner als mein Resultat, dagegen erhält er für Ceylonegraphit einen hohen diamagnetischen Wert, ca.  $-4$ . Es ist bemerkenswert, daß zwei allotrope Modifikationen des Kohlenstoffs, Diamant und Graphit, ihrer Magnetisierbarkeit nach sich so verschieden verhalten.

In der dritten Reihe ergibt sich für Natrium ein paramagnetischer Wert; da es zuweilen in Nickelgefäßen elektrolysiert wird, wurde eine Prüfung mit dem Nickelreagens Diacetyldioxim (Dimethylglyoxim) angestellt, die aber nichts ergab, so daß ein etwaiger Gehalt nur unterhalb 0,001 Promille liegen konnte. Die Suszeptibilität des Magnesiums nimmt nach meinen Messungen, wie auch nach denen Koenigsbergers, mit dem Felde rasch ab; daher muß der richtige Wert viel kleiner sein. Aus meinen Versuchen bei höherer Temperatur konnte ich, wie später erwähnt wird, schließen, daß der richtige Wert mit einiger Wahrscheinlichkeit etwa  $+0,56$  beträgt, was mit dem oben berechneten  $\chi_{\infty} = +0,55$  übereinstimmt. Mein Resultat für Aluminium ist mit denjenigen früherer Forscher im Einklang. Es ist bemerkenswert, daß die drei untersuchten Präparate ziemlich viel Eisen enthalten und doch ihre Suszeptibilität vom Felde merklich unabhängig ist. Im Aluminiumguß war es übrigens sehr ungleichmäßig verteilt. Hier scheint das Eisen als paramagnetische Verbindung  $\text{FeAl}_3$  aufzutreten, daher ist sein störender Einfluß nur gering. Nach meinen Messungen sind beide Siliciumarten diamagnetisch, während Meyer sie paramagnetisch gefunden hatte. Die Suszeptibilität meines weißen Phosphors nimmt mit steigendem

Felde numerisch zu,  $\chi_{\infty}$  bleibt indessen nur wenig unterhalb des Curieschen und Quinckeschen Wertes; für roten Phosphor fand Curie ungefähr  $-0,73$ . Mein Wert für Schwefel stimmt dagegen genügend überein mit demjenigen Curies, welcher für sämtliche allotrope Modifikationen — auch flüssigen Schwefel — merklich den gleichen Wert fand.

In der vierten Reihe erscheint das Ergebnis für Kalium, wie im Falle des Natriums, noch etwas abhängig vom Felde; auch hier konnte kein Nickel nachgewiesen werden. Die Suszeptibilität des frischen Titans war vom Felde unabhängig, aber etwa 50 Proz. größer als der Wert Meyers. Nach Erhitzung bis etwa  $1100^{\circ}$  — noch unterhalb seines Schmelzpunktes — und Wiederabkühlung verhielt es sich aber anders und ergab die obere Kurve der Fig. 5. Das Eisen scheint demnach hierbei durch einmaliges Erhitzen in einen stärker magnetisierbaren Zustand überzugehen (vgl. auch B, Mn). Auf den Wert für Vanadium hatte eine Wiederabkühlung nach Erhitzung keinen Einfluß. Beim Chrom fällt es auf, daß der sehr hohe Eisengehalt nicht mehr auf die Magnetisierbarkeit wirkte. Die spezifische Suszeptibilität des Mangangusses mit 3,4 Promille Eisen betrug nur den vierten Teil des neuerdings von Gebhardt gefundenen Wertes für das pulverige Metall; überhaupt scheint dieses Element ein unstetes Verhalten zu zeigen.

In der fünften Reihe ist die Übereinstimmung bei Kupfer und Zink genügend. Beim Arsen wurde die schwarze, mehrfach sublimierte Modifikation untersucht. Beim Selen handelt es sich um „metallisches“ öfter sublimiertes; das berechnete  $\chi_{\infty} = -0,32$  ist identisch mit dem Wert Curies; andere allotrope Formen konnten noch nicht untersucht werden. Beim Brom ist die Übereinstimmung ziemlich gut; hier dürfte das Eisen als Bromid auftreten. Die fünfte Reihe ist durchweg diamagnetisch; für die dazu gehörigen Elemente Gallium und Germanium hat St. Meyer dasselbe qualitativ festgestellt.

In der sechsten Reihe halte ich meine Zahl für das gut kristallisierte Zirkonium für annähernd richtig. Dagegen wurde das Niob von Poggendorff<sup>1)</sup> diamagnetisch gefunden und er-

1) J. Poggendorf, Pogg. Ann. 73. p. 619. 1848.

scheint deswegen noch fraglich; eine Eisenanalyse des kostbaren Materials konnte leider nicht gemacht werden, aber nach der Kurve in Fig. 5 ist die Suszeptibilität freilich variabel.

Die zwei untersuchten Molybdänpräparate zeigten einen großen Unterschied, obwohl ihr Eisengehalt scheinbar der gleiche war. Dagegen waren sie verschieden löslich; dasjenige von Kahlbaum war fast unlöslich in Königswasser, während das von Prof. Tammann sich in der Säure löste; Meyers Resultat liegt zwischen den beiden. Die Suszeptibilität des Rutheniums hängt erheblich vom Felde ab. Aus den Versuchen bei höherer Temperatur konnte der vermutlich richtige Wert auf etwa  $+0,57$  geschätzt werden, was mit  $\chi_{\infty} = +0,56$  gut übereinstimmt (vgl. weiter unten Fig. 7C p. 1057). Beim Rhodium stimmt der Wert mit demjenigen Finkes ziemlich genügend überein. Dasselbe gilt für die Werte Koenigsbergers, Curies und Finkes, beim Heraeus'schen Palladium; bei dem sehr eisenhaltigen Kahlbaumschen Blech war die Suszeptibilität zwar vom Felde abhängig, aber nicht sehr viel höher als obige Werte. Außerdem zeigte sich bei letzterem ein ähnlicher Erhitzungseinfluß, wie beim Titan, indem nach Wiederabkühlung die Suszeptibilität vielfach vergrößert und in hohem Maße variabel erschien.

In der *siebenten* Reihe ist den tabellarischen Angaben betr. Silber und Cadmium nichts hinzuzufügen. Beim Indium erscheint die Suszeptibilität in schwächeren Feldern zunächst positiv, nachher strebt sie einem kleinen negativen Wert zu; diese Erscheinung ist ganz unwesentlich und offenbar eine Folge des Eisengehalts. Das Zinn erwies sich als eines der merkwürdigsten Elemente. Das Barrenzinn mit 0,03 Promille Eisen ergab dieselbe — konstante — positive Suszeptibilität wie die speziell dargestellte Elektrolytzinnwolle, in der Eisen chemisch nicht mehr nachzuweisen war; letzteres erscheint daher in dieser Verdünnung ohne Einfluß; in der Tat ist es nach Tammann und Isaac chemisch an das Zinn gebunden, obwohl die Formel hierfür noch unbekannt ist. Meine reine Elektrolytzinnwolle wurde nun mit sehr wenig — etwas eisenhaltigem — Grauzinn von Prof. Cohen<sup>1)</sup> geimpft, d. h. mit

1) E. Cohen, Handb. d. anorg. Chemie 3. II. p. 545. Leipzig 1909.



Zinnpest infiziert und bei  $-35^{\circ}$  in einer alkoholischen Pinksalzlösung belassen; nach etwa 10 Tagen erschien die Umsetzung sehr weit fortgeschritten. Das erhaltene Produkt war ziemlich stark diamagnetisch, obwohl die Suszeptibilität nunmehr vom Felde etwas abhing; als Grenzwert wurde  $-0,35$  errechnet. Diese Versuche sollen mit anderem Material wiederholt und weiter ausgedehnt werden.

Die Suszeptibilität des Antimons änderte sich mit dem Felde ziemlich stark; wie ersichtlich, sind die Kurven für beide Proben erheblich verschieden, aber die errechneten Grenzwerte für  $\chi_{\infty}$  annähernd gleich.<sup>1)</sup> Für Tellur und Jod ergibt sich befriedigende Übereinstimmung mit Koenigsberger bzw. Curie; das Eisen dürfte an beide Elemente fest gebunden sein. Alle Elemente der siebenten Reihe sind untersucht und diamagnetisch; nur das Zinn kommt, wie gesagt, in zwei Modifikationen entgegengesetzten Verhaltens vor.

Von der achten und neunten Reihe standen mir leider keine Vertreter zur Verfügung.

In der zehnten Reihe ist nur bemerkenswert, daß die Suszeptibilität des pulverigen Wolframs derjenigen für das geschmolzene ganz gleich ist. Beim Heraeus'schen Platin stimmt mein Wert mit demjenigen Finkes gut überein. Das stark eisenhaltige Platinblech Kahlbaums ist nur der Vollständigkeit halber angeführt. Die zehnte Reihe ist vollständig vertreten und durchweg paramagnetisch.

In der elften Reihe wurden sämtliche Elemente untersucht und es weisen alle eine konstante diamagnetische Suszeptibilität auf. Die Übereinstimmung ist durchweg genügend. Für Elektrolytwismut wurde der numerisch höchste, bisher veröffentlichte Wert gefunden — abgesehen von dem wohl nicht fehlerfreien alten Becquerelschen Werte.

In der zwölften Reihe erscheint die Suszeptibilität des von Prof. Tammann herrührenden Thoriums zu groß und nimmt mit steigendem Felde rasch ab. Das Thorium Dr. v. Boltons enthielt nur wenig Eisen, aber etwa 15 Proz. Thoriumoxyde. Obgleich diese weniger magnetisierbar als das Thorium selbst

1) Vgl. über Ferroantimon P. Weiß, Ecl. électr. 8. p. 248, 306, 443. 1896; auch Thèse Nr. 890. Paris 1896.

sein dürften, weicht vielleicht der Wert von dem richtigen nicht allzusehr ab. Der Meyersche Wert für Uran ist fünfmal kleiner als der meinige und daher wohl vorzuziehen.

*Stellung im periodischen System.* Trotz der vielen übrigen bleibenden Lücken, auf die oben bereits hingewiesen wurde, erschien es doch möglich, den allgemeinen Verlauf der Kurve  $\chi = \text{funct. } (a)$  in den Hauptzügen vorläufig einmal darzustellen (Fig. 6). Solange der Einfluß der Polymorphie nicht ein-

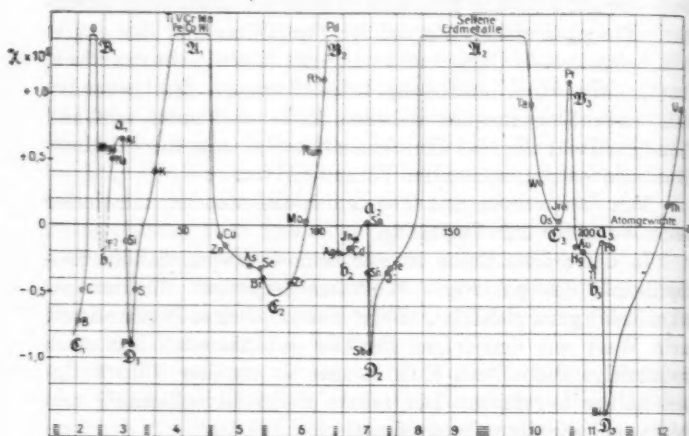


Fig. 6.

gehender untersucht ist, bietet die Wahl derjenigen Modifikation einige Schwierigkeit, für welche das  $\chi$  hier einzusetzen ist. Indessen stellt sich heraus, daß die Lage der zur Polymorphie neigenden Elemente gerade eine derartige ist, daß ganz erhebliche Ordinatenschwankungen den Charakter der Kurve kaum beeinflussen; so ist z. B. der Bildpunkt für schwach paramagnetisches tetragonales Zinn mit Sn, derjenige für diamagnetisches Grauzinn mit Sn' bezeichnet. Unter der  $(\chi, a)$ -Kurve sind die einzelnen „Reihen“ durch kurze Schraffierungen voneinander abgeteilt, und zwar nach Mendelejew-Brauner. Dabei sind die diamagnetischen Elemente Cu, Ag, Au den ungeraden Reihen 5, 7, 11 der I. Gruppe vorangesetzt, welche

nach dem Vorigen auch durchweg diamagnetisch sind; in seinen paramagnetischen Verbindungen ist das Kupfer dann vielleicht als Ausläufer der VIII. Gruppe zu betrachten.

Auf den ersten Anblick erscheint nun die Kurve unregelmäßig, aber bei genauerer Betrachtung treten doch gewisse Periodizitäten zutage. Zunächst zerfällt sie in drei zusammenhängende Teilkurven, getrennt durch je ein hohes positives Hauptmaximum, welches die Folge Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, bzw. die Elemente der seltenen Erden enthält. Die drei Teilkurven zeigen einen mehr oder weniger analogen Verlauf und sind ihre entsprechenden Punkte mit den gleichen deutschen Buchstaben bezeichnet, z. B. jene zwei Hauptmaximen mit  $\mathcal{M}_1$  und  $\mathcal{M}_2$ , die drei spitzen Maxima mit  $\mathcal{B}_1$ ,  $\mathcal{B}_2$ ,  $\mathcal{B}_3$  und die flacheren Minima mit  $\mathcal{C}_1$ ,  $\mathcal{C}_2$ ,  $\mathcal{C}_3$ , die Spitzen mit  $\mathcal{D}_1$ ,  $\mathcal{D}_2$ ,  $\mathcal{D}_3$ ; ebenso die sekundären Maxima mit  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$ , die Minima mit  $b_1$ ,  $b_2$ ,  $b_3$ . Es fällt auf, wie das sekundäre Maximum  $a$  und Minimum  $b$  sich mit zunehmendem Atomgewicht allmählich einander nähern. Elemente, die zu derselben Gruppe gehören und ähnliche chemische Eigenschaften aufweisen, liegen vielfach an entsprechenden Stellen der Kurve. So sind z. B. die drei negativen Spitzen besetzt mit den verwandten fünfwertigen Elementen P, Sb, Bi der fünften Gruppe (3., 7., 11. Reihe). Die Platinmetalle der VIII. Gruppe (6. und 10. Reihe), Ru, Rh, Pd und Os, Ir, Pt haben entsprechende Lagen und dergleichen mehr. Für eine eingehendere Diskussion dieser magnetochemischen Analogien ist das vorliegende Material kaum ausreichend.

#### IV. Suszeptibilität bei höheren Temperaturen.

Die Beobachtungen wurden in folgender Weise ausgeführt: Zuerst wurde ein Wasserstrom durch die Abkühlungsspiralen des Elektromagneten geleitet; hierdurch ließen sich die Polstücke auch bei stark geheiztem Ofen auf Zimmertemperatur halten. Die leere Kapsel wurde dann eingestellt, der Ofen bis zur richtigen Höhe emporgeschoben und ein langsamer Strom Kohlensäure hineingeführt. Ein schwacher Strom wurde dann um den Ofen geleitet, und sobald die Temperatur stationär war, beobachtet. Dieselbe Prozedur wurde mit verschiedenen immer höher werdenden Temperaturen durchgeführt. Eine

andere Reihe genau analoger Beobachtungen wurde dann mit dem zu untersuchenden Element in der Kapsel angestellt. Aus zwei solchen Beobachtungsreihen wurde die Suszeptibilität bei verschiedenen Temperaturen berechnet; sie bezieht sich immer auf ein Feld von 10,5 Kilogauss. Für viele Elemente wurde

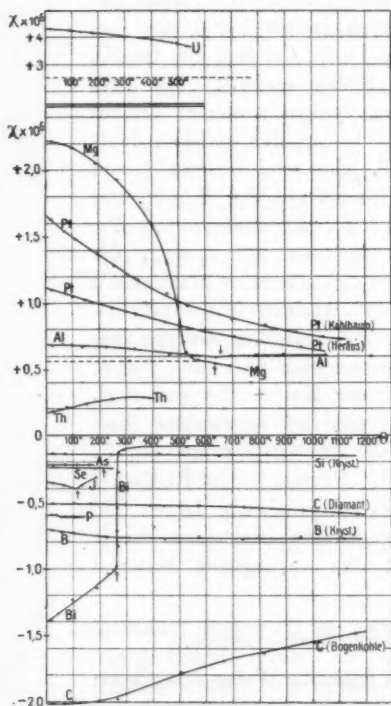


Fig. 7A.

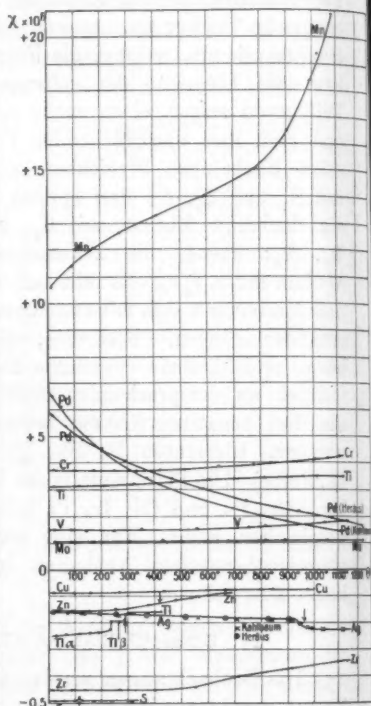


Fig. 7B.

bei zunehmender Temperatur, wie auch bei abnehmender beobachtet. Es ist kaum möglich, Zahlen für alle von mir beobachteten Elemente anzugeben, vielmehr habe ich in Fig. 7A—7C die Kurven  $\chi = \text{funct. } (\theta)$  graphisch dargestellt; die Schmelzpunkte sind durch Pfeilchen gekennzeichnet. Für die meisten Elemente habe ich nur für zunehmende Temperatur

Kurven angegeben. Falls eine erhebliche Abweichung stattfand, wird es besonders bemerkt. Es folgen nun einige spezielle Erläuterungen.

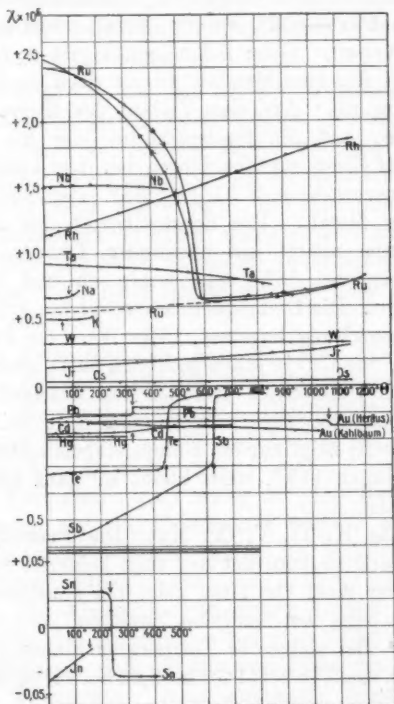


Fig. 7 C.

**Zweite Reihe (B, C).** Die Suszeptibilität des kristallisierten Bors bleibt bis zu 1200° konstant, mit Ausnahme der ersten 200°, wo eine geringe numerische Zunahme beobachtet wurde.

Es ist auffallend, daß die diamagnetische Suszeptibilität der Bogenkohle mit steigender Temperatur erheblich abnimmt, während die des Diamants bis 500° fast unverändert bleibt und dann ein wenig zunimmt; vielleicht konvergieren beide Kurven gegen einen gemeinsamen Grenzwert.

*Dritte Reihe* (Na, Mg, Al, Si, P, S). Bis  $110^{\circ}$  bleibt die Suszeptibilität des Natriums fast konstant<sup>1)</sup>, und beim Schmelzen ( $97^{\circ}$ ) zeigt sich keine Unstetigkeit. Die Suszeptibilität des Magnesiums nimmt mit steigender Temperatur bis zu  $550^{\circ}$  stark ab; von  $570^{\circ}$ — $633^{\circ}$ , wo das Metall schmilzt, bleibt sie nahezu unverändert. Beim Schmelzpunkt ist  $d\chi/d\theta$  unstetig und das  $\chi$  des flüssigen Metalles nimmt dann noch etwas mit der Temperatur ab. Aus dem Verlauf der Kurve kann man wohl schließen, daß die Suszeptibilität hier bis  $550^{\circ}$  zum großen Teil auf Eisen zurückzuführen ist. Der konstante Wert 0,56 im Temperaturbereich  $570^{\circ}$ — $633^{\circ}$  entspricht wohl dem absolut reinen Metall. Die Suszeptibilität des Aluminiums von Kahlbaum nimmt mit steigender Temperatur bis zu seinem Schmelzpunkt  $657^{\circ}$  sehr wenig ab und bleibt dann fast unverändert. Die Diamagnetisierbarkeit des kristallisierten Siliciums ist durchweg konstant. Der Wert für Phosphor ist auch konstant, wie Curie schon gefunden hatte, aber es scheint ein sehr kleiner Unterschied zwischen dem flüssigen und festen Zustande aufzutreten, der Schmelzpunkt liegt bei  $44^{\circ}$ . Die Kurve für Schwefel zeigt nur ein kleines eingeknicktes Minimum beim Schmelzpunkt ( $115^{\circ}$ ), sonst bleibt sie ganz konstant, wie auch Curie fand.

*Vierte Reihe* (K, Ti, V, Cr, Mn). Die Suszeptibilität des Kaliums ist merklich konstant und zeigt keinerlei Sprung beim Schmelzen. Der Wert für Titan zeigt bei zunehmender Temperatur zuerst eine beträchtliche Zunahme, die aber nicht reversibel ist. Bei sinkender Temperatur nimmt die Suszeptibilität nämlich von 3,48 bei  $1140^{\circ}$  bis 9,22 bei  $23^{\circ}$  zu; nochmalige Erhitzung bis zur gleichen Grenztemperatur und abermalige Abkühlung erfolgen aber fast reversibel. Diese bei verhältnismäßig stark eisenhaltigen Elementen öfter beobachtete Erscheinung ist, wie bereits erwähnt, durch die Annahme wohl erklärlich, daß das im Element befindliche Eisen durch einmaliges Erhitzen in einen etwas anderen, mehr magnetisierbaren Zustand überführt wird. Die Änderung der Suszep-

1) Bei der Untersuchung des Na, K, P, J wurde das zu untersuchende Stück in eine kleine Kupferkapsel mit luftdichtem Verschuß eingelegt und die Lötstelle des Thermoelementes mit der Kapsel in Berührung gebracht.

tibilität bei der erstmaligen Erhitzung, wenn das Eisen sich noch im gelösten Zustande befindet, kann man vielleicht annähernd als die des reinen Titans betrachten. Die Suszeptibilität des Vanadiums und Chroms bleibt bis 400° fast konstant und nimmt dann mit steigender Temperatur etwas zu. Für Mangan gilt dasselbe wie für Titan.

*Fünfte Reihe* (Cu, Zn, As, Se, Br). Die Suszeptibilität des Kupfers und des festen Zinks nimmt mit steigender Temperatur ein wenig ab; ersteres zeigte in einem Versuche beim Schmelzpunkt (1084°) einen Sprung der derivierten  $dx/d\theta$  (in Fig. 7 B nicht mehr abgebildet). Die Abnahme für Zink ist nach dem Schmelzen (419°) nur wenig größer, als im festen Zustande. Arsen und Selen variierten kaum mit der Temperatur, konnten aber nicht hoch erhitzt werden; beim Brom war dies überhaupt untunlich.

*Sechste Reihe* (Zr, Nb, Mo, Ru, Rh, Pd). Die Suszeptibilität des Zirkons bleibt bis 500° fast unverändert; nachher nimmt sie numerisch etwas ab. Das paramagnetische Niob habe ich nur bis 450° erhitzt; ein Einfluß der Temperatur ist kaum vorhanden. Beim Molybdän nimmt die Suszeptibilität mit steigender Temperatur ganz wenig zu. Das Ruthenium verhält sich in bezug auf die Temperatur ähnlich wie Magnesium; allerdings zeigt es deutliche thermische Hysterese; man kann aus der Kurve deutlich ersehen, wie groß die störende Wirkung des Eisens ist. Abgesehen von diesem Einfluß erhält man als Suszeptibilität des Rutheniums bei etwa 600° den Wert 0,63. Es ist auffallend, daß die Suszeptibilität des Rhodiums mit steigender Temperatur linear zunimmt; diese Änderung ist reversibel. Wie Curie schon gefunden hatte, nimmt die Suszeptibilität des Palladiums mit der Temperatur stark ab.

Für das Palladiumblech von Kahlbaum, welches ziemlich eisenhaltig ist (7 Promille), erfolgte die Abnahme bei Erhitzung annähernd nach dem Curieschen Gesetz für paramagnetische Substanzen, wie folgende Tabelle zeigt ( $\mathfrak{S}$  = ca. 10 Kgs):

Absolute Temperatur . .	291°	370°	652°	765°	989°	1394°
Spezif. Suszept. $\chi \cdot 10^6$ .	6,50	5,47	3,42	2,96	2,27	1,44
Produkt $\chi \times (\theta + 273) \cdot 10^6$	1890	2020	2230	2260	2240	2000



Es ist ein merkwürdiger Zufall, daß diese eine Palladiumsorte das einzige unter den von mir untersuchten Elementen ist, dessen Verhalten jenem Gesetz ungefähr entspricht. Nach dem Erhitzen zeigte es übrigens bei der Abkühlung Komplikationen, auf die nicht näher eingegangen werden soll. Merkwürdig ist es auch, daß das Palladium von Heraeus, welches viel reiner als das Kahlbaumsche ist, erheblich vom Curieschen Gesetz abweicht, wie man ohne weiteres aus dem Verlauf der Kurve ersehen kann; beim Abkühlen trat hier keine Temperaturhysterese auf.<sup>1)</sup>

*Siebente Reihe* (Ag, Cd, Jn, Sn, Sb, Te, J). Die diamagnetische Suszeptibilität der beiden Silberproben von Kahlbaum (x) bzw. Heraeus (o) nimmt mit steigender Temperatur numerisch etwas zu. Beim Schmelzpunkt (960°) tritt eine erhebliche Zunahme ziemlich plötzlich auf. Der Wert für Cadmium nimmt bis zu seinem Schmelzpunkt (322°) sehr wenig ab, nachher wird die Abnahme etwas größer. Beim Indium verringert sich die Suszeptibilität numerisch ziemlich erheblich bis nahe an den Schmelzpunkt (155°); darüber hinaus konnte es nicht erhitzt werden.

Beim Zinn scheint der einzige Fall vorzuliegen, in dem die Suszeptibilität nur durch Änderung des physikalischen Zustandes das Zeichen wechselt. Die paramagnetische, freilich sehr geringe Suszeptibilität des festen tetragonalen Zinns bleibt bis zum Schmelzpunkt (233°) unverändert; das flüssige Zinn erscheint aber im Gegensatz dazu schwach diamagnetisch, und seine Suszeptibilität bleibt bis 400° ziemlich konstant. Die Untersuchung mit anderem Barrenzinn ergab genau das gleiche Verhalten in bezug auf die Temperatur, wie die elektrolytische Zinnwolle. Die Annahme, daß diese merkwürdige Erscheinung wieder auf verschiedenes Auftreten vorhandenen Eisens zurückzuführen sei, obwohl es durch zwei verschiedene Analysen nicht nachzuweisen war, dürfte aus folgenden Gründen unwahrscheinlich sein: Erstens ist metallographisch festgestellt,

1) Zufällig ist Palladium das einzige von Curie untersuchte paramagnetische Element; es war vielleicht doch nicht genügend rein. Die übrigen wichtigen Ergebnisse des französischen Forschers für Sauerstoff, ferromagnetische Metalle bei sehr hoher Temperatur sowie in ihren kristallisierten oder gelösten Salzen behalten ihren ungeschmälerten Wert.

daß das in geringer Menge vorhandene Eisen als paramagnetische Verbindung auftritt, wenigstens in einer erstarrten Schmelze (wozu die elektrolytische Zinnwolle ohne weiteres nicht zu rechnen ist): zweitens sind die Suszeptibilitäten beider Zinnsorten, von denen die eine merklich rein war und die andere 0,03 Promille Eisen enthielt, bei allen Temperaturen fast gleich, so daß das Eisen keine Rolle zu spielen scheint.

Wie Curie schon gefunden hatte, nimmt die Suszeptibilität des festen Antimons mit steigender Temperatur stark ab. Beim Schmelzpunkt ( $631^{\circ}$ ) fällt die Suszeptibilität plötzlich ab, und bleibt nachher ziemlich unveränderlich. Beim festen Tellur ist die Abnahme der Suszeptibilität sehr gering, so daß Curie sie nicht konstatieren konnte. Beim Schmelzen ( $450^{\circ}$ ) tritt auch hier ein plötzlicher Abfall ein. Beim Jod wurde bis zum Schmelzpunkt ( $114^{\circ}$ ) eine Zunahme der Suszeptibilität und nachher eine Abnahme festgestellt. Curie hatte sie bei dieser Substanz unabhängig von der Temperatur gefunden.

*Zehnte Reihe* (Ta, W, Os, Jr, Pt). Die Suszeptibilität des Tantals nimmt mit zunehmender Temperatur etwas ab. Diejenige des Wolframs und Osmiums bleibt merklich konstant. Beim Iridium nimmt sie mit der Temperatur ziemlich stark zu. Die Abnahme der Suszeptibilität des Platins von Kahlbaum erfolgt langsamer, als das Curiesche Gesetz fordern würde, und die für das reine Platin von Heraeus noch langsamer.

*Elfte Reihe* (Au, Hg, Tl, Pb, Bi). Die Suszeptibilität des Goldes von Heraeus ist von der Temperatur unabhängig; beim Schmelzpunkt ( $1064^{\circ}$ ) nimmt sie plötzlich ein wenig zu und bleibt nachher wieder konstant. Diejenige des Goldes von Kahlbaum nimmt dagegen mit der Temperatur numerisch etwas zu; diese Zunahme ist vielleicht auf Eisen zurückzuführen. Beim Quecksilber ist die Suszeptibilität bis zum Siedepunkt ( $357^{\circ}$ ) konstant. Diejenige des festen  $\alpha$ -Thalliums nimmt mit der Temperatur ein wenig ab. Beim polymorphen Umwandlungspunkt ( $234^{\circ}$ ) tritt ein plötzlicher Abfall ein, dann bleibt die Änderung der Suszeptibilität des  $\beta$ -Thalliums sehr gering bis zum Schmelzpunkt ( $290^{\circ}$ ), bei dem ein nochmaliger kleiner Abfall beobachtet wurde. Nach dem Schmelzen bleibt die Suszeptibilität merklich konstant. Es ergibt sich hier ein Beispiel, wie die Magnetisierbarkeit einer Substanz auch durch

rein polymorphe Zustandsänderung beeinflusst wird. Beim festen Blei nimmt die Suszeptibilität zuerst etwas ab; beim Schmelzpunkt ( $327^{\circ}$ ) tritt ein Abfall ein, nachher bleibt sie merklich konstant. Die hohe diamagnetische Suszeptibilität des Wismuts nimmt bis zum Schmelzpunkt ( $268^{\circ}$ ) linear ab, wo dann ein großer diskontinuierlicher Abfall beobachtet wird; diejenige des flüssigen Wismuts ist aber von der Temperatur unabhängig. Diese Resultate stimmen mit denen Curies gut überein.

*Zwölfte Reihe* (Th, U). Die Suszeptibilität des Thoriums von Dr. v. Bolton nahm mit steigender Temperatur bis  $400^{\circ}$  stark zu. Diejenige des Urans im Gegenteil ein wenig ab; bei letzterem dürfte das Eisen wieder eine Rolle spielen.

U	Z	A
Paramagnetisch		
Na ( $0^{\circ}$ — $97^{\circ}$ ) *	Ti	[O]
Al ( $657^{\circ}$ — $1100^{\circ}$ )	V ( $500^{\circ}$ — $1200^{\circ}$ )	Al ( $0^{\circ}$ — $657^{\circ}$ )
K ( $0^{\circ}$ — $150^{\circ}$ ) *	Cr ( $500^{\circ}$ — $1100^{\circ}$ )	[Fe] ( $800^{\circ}$ — $1350^{\circ}$ )
V ( $0^{\circ}$ — $500^{\circ}$ )	Mn	Co ( $1150^{\circ}$ —?) ?
Cr ( $0^{\circ}$ — $500^{\circ}$ )	Mo	[Ni] ( $350^{\circ}$ — $800^{\circ}$ )
Nb ( $0^{\circ}$ — $400^{\circ}$ ) *	Ru ( $550^{\circ}$ — $1200^{\circ}$ ) *	Pd
W	Rh	Seltene Metalle?
Os	Ir	Ta
	Th ( $0^{\circ}$ — $400^{\circ}$ )	Pt
		U
Diamagnetisch		
B, krist. ( $400^{\circ}$ — $1200^{\circ}$ )	B krist. ( $0^{\circ}$ — $400^{\circ}$ )	C, amorph
Si, kristallinisch	Diamant	Cu
P, weiß *	Ag *	Zn ( $300^{\circ}$ — $700^{\circ}$ )
S, rhombisch	J ( $0^{\circ}$ — $114^{\circ}$ )	Zr ( $500^{\circ}$ — $1200^{\circ}$ )
Zn ( $0^{\circ}$ — $300^{\circ}$ )		Cd ( $300^{\circ}$ — $700^{\circ}$ )
As, Sublim. *		Jn ( $0^{\circ}$ — $150^{\circ}$ ) *
Se, metallisch *		Sb ( $0^{\circ}$ — $631^{\circ}$ ) *
Zr, krist. ( $0^{\circ}$ — $500^{\circ}$ )		Te
Cd ( $0^{\circ}$ — $300^{\circ}$ )		J ( $114^{\circ}$ — $200^{\circ}$ )
Au		Tl
Hg ( $0^{\circ}$ — $350^{\circ}$ )		Pb ( $0^{\circ}$ — $327^{\circ}$ )
Pb ( $327^{\circ}$ — $600^{\circ}$ )		Bi ( $0^{\circ}$ — $268^{\circ}$ )

Die Ergebnisse bei höheren Temperaturen sind schließlich in der vorstehenden Tabelle zusammengestellt. Zwischen [ ]

stehen einzelne von anderen Forschern bereits studierte Elemente; es bedeutet *U* unverändert; *Z* bei Erhitzen numerisch zunehmende, *A* numerisch abnehmende Suszeptibilität. Wie bereits in der Haupttabelle p. 1044—1047, sind auch hier Elemente mit veränderlicher Suszeptibilität durch einen \* gekennzeichnet, was bei der Interpretierung ihres Verhaltens wohl zu beachten ist; wie schon bemerkt, betrug das Feld hier stets 10,5 Kilogauss. Natrium, Phosphor, Kalium, Arsen, Selen, Niob und Indium wurden nicht so hoch erhitzt, daß ein Umwandlungspunkt des vorhandenen Eisens überhaupt in Frage käme. Bei Silber und Antimon scheint er keine Rolle zu spielen und beim Ruthenium oberhalb 550° ist er schon überschritten.

Am wenigsten kommen in der zweiten Spalte diamagnetische Elemente vor, deren Suszeptibilität beim Erhitzen numerisch zunimmt; auch ist diese Zunahme in jedem der vier Fälle nur eine geringe. Nur sechs diamagnetische Elemente bleiben im ganzen Temperaturbereich unverändert, u. a. die von Curie untersuchten P, S, Se. Auch hier ergibt sich ein gewisser Zusammenhang mit der periodischen Kurve  $\chi = \text{funct. } (a)$ : u. a. liegen die paramagnetischen Elemente sub *A* alle in den Maximis; die sub *Z* dagegen auf den ansteigenden Ästen.

(Eingegangen 18. April 1910.)

**6. Über das Auftreten des Kerrphänomens  
in Gläsern und über eine Bestimmung der Kerr-  
konstanten für Schwefelkohlenstoff;  
von O. D. Tauern.**

(Unter Benutzung der Freiburger Dissertation.)

Im Jahre 1875 machte Kerr<sup>1)</sup> die Entdeckung, daß Dielektrika in einem elektrischen Felde Doppelbrechung zeigen. Er fand dies zunächst an Gläsern und Harzen, die er in das inhomogene elektrische Feld zwischen zwei Konduktoren brachte. Vier Jahre später fand er dasselbe Phänomen bei der Untersuchung isolierender Flüssigkeiten, und konnte später zeigen, daß es bei Flüssigkeiten auch im homogenen Felde auftritt. 1885 gelang es Kerr schließlich zu konstatieren, daß auch Glas im homogenen Felde doppelbrechend ist, wenn auch die gefundene Doppelbrechung an der Grenze der Beobachtungsmöglichkeit lag. 1896 wurden die letzteren Beobachtungen von Himstedt an einigen von Schott und Gen. gelieferten schweren Gläsern wiederholt und bestätigt. Da sich in der letzten Zeit die optischen Hilfsmittel derart verbessert haben, daß man Doppelbrechungen von etwa ein zehntausendstel Wellenlänge Gangunterschied noch genau messen kann, habe ich auf Veranlassung von Hrn. Prof. Himstedt das Verhalten von Glas im homogenen elektrischen Felde weiter untersucht.

**Vorversuche.**

Das zu untersuchende Material waren Platten von etwa 10 cm Länge und 5 cm Breite, die ca. 2—4 mm dick geschliffen waren. Die Enden waren fein poliert, so daß man gut der Länge nach hindurchsehen konnte. Diese Platten wurden mit Elektroden belegt und in ein mit Paraffinöl ge-

1) Kerr, Phil. Mag. 50. p. 337. 1875; 8. p. 85 u. 229. 1879; 9. p. 159. 1880 u. 13. p. 153. 1882; 20. p. 363. 1885.

gefülltes Gefäß gestellt. An dem Gefäß waren beiderseitig Y-förmige Röhren angeschmolzen, deren Knie mit Quecksilber gefüllt waren.

Den Aufbau der Apparatur kann man aus Fig. 1 ersehen.  $F$  ist die Lichtquelle. Das anfänglich benutzte Natriumlicht wurde bald als zu lichtschwach verworfen und statt dessen eine Quecksilberbogenlampe von Heraeus (Hanau) gebraucht. Das Bild des Spaltes  $S$  wurde durch die Linse  $L$  und das Prisma  $Pr$  spektral zerlegt und auf einen Schirm projiziert. Der an geeigneter Stelle in dem Schirm befindliche Spalt ließ das Licht der grünen Hg-Linie hindurch. Durch den Spiegel  $M$  wurde dann der Lichtstrahl in den senkrecht

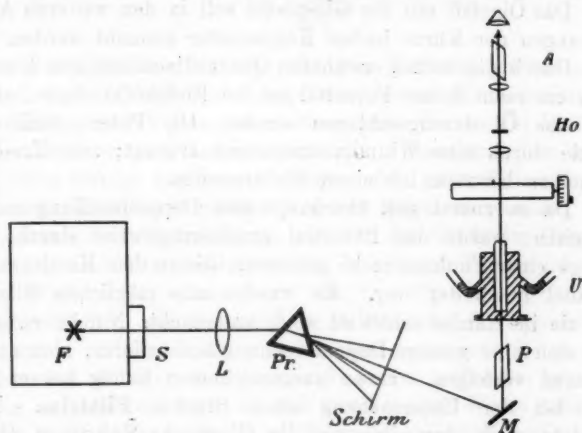


Fig. 1.

aufgebauten Polarisationsapparat gelenkt.  $P$  ist der Polarisator und  $U$  das Untersuchungsgefäß, dessen Kondensatorflächen in einem Winkel von  $45^\circ$  zu der Polarisationsebene orientiert sind. Um die in dem Untersuchungsgefäß auftretende Doppelbrechung zu kompensieren bzw. zu messen, war darüber ein Kompensator mit derselben Orientierung eingeschaltet. Dieser von Fuess in Steglitz hergestellte Apparat ist ein verbesserter Quarzkeilkompensator nach Koenigsberger.<sup>1)</sup> Die Ablesung

1) J. Koenigsberger, Zentralblatt f. Min. Nr. 23 1908.

erfolgte auf einem Zahnrade für die Hunderter und auf einer Trommel für die Einer. Um eine Doppelbrechung von dem Gangunterschiede einer Wellenlänge zu erzeugen, mußte man die Trommel um 643 Teilstriche vom Nullpunkt aus weiterdrehen. Um mit diesem Kompensator eine genaue Einstellung machen zu können, stellte ich mir ein empfindliches Halbschattenokular, nach Koenigsberger her.<sup>1)</sup> Durch diese in ein Mikroskopokular eingeschaltete Vorrichtung *Ho* und den Analysator *A* gelangte das Licht schließlich in das Auge des Beobachters. Diese Anordnung war von ganz außerordentlicher Empfindlichkeit, so daß ich leicht auf zwei Teilstriche der Trommel genau einstellen konnte.

Das Ölgefäß mit der Glasplatte soll in den weiteren Ausführungen der Kürze halber Kondensator genannt werden.

Durch die vorhin erwähnten Quecksilberabschlüsse konnte man ein recht hohes Potential an die Elektroden legen, ohne daß das Öl durchgeschlagen wurde. Die Potentialdifferenz wurde durch eine Whimhurstmaschine erzeugt; zum Treiben derselben benutzte ich einen Elektromotor.

Da es zuerst galt überhaupt eine Doppelbrechung nachzuweisen, wurde das Potential annäherungsweise durch die Länge einer Funkenstrecke gemessen, die zu dem Kondensator parallel geschaltet war. Es wurden alle möglichen Gläser, wie sie im Handel erhältlich sind, untersucht. Nur bei einigen ließ sich eine geringe Doppelbrechung konstatieren, aber nicht messend verfolgen. Einen ausgezeichneten Erfolg bekam ich erst bei der Untersuchung eines Stückes Flintglas. Ich wendete mich daraufhin an die Glaswerke Schott u. Gen. in Jena, die so liebenswürdig waren, mir eine ganze Reihe verschiedener Gläser, insbesondere schwere und schwerste Flintgläser zur Verfügung zu stellen.

#### Potentialmeßmethode.

Bei den rein qualitativen ersten Versuchen wurde, wie gesagt, die Potentialdifferenz nur mit einer Funkenstrecke gemessen; bei den von Schott erhaltenen Gläsern kam es darauf an, eine Methode zu benutzen, bei der ich die recht hohen von mir benutzten Potentiale auf mindestens 1 Proz. genau messen konnte. Nachdem ich verschiedene Methoden



ohne den gewünschten Erfolg versucht hatte<sup>1)</sup>, habe ich die Kerrsche Doppelbrechung selbst zur Messung des Potentials benutzt.

Dies lag sehr nahe, da das Kerrphänomen in Flüssigkeiten wohl definiert ist. Es ändert sich die Größe der Konstanten nicht durch die Höhe des angelegten Potentials, da die Erscheinung nur von dem Potentialgefälle abhängt. Der Temperatureinfluß ist bekannt und beträgt etwa 1 Proz. Abnahme bei 2,4° Temperaturerhöhung. Um zu sehen, wie groß die Genauigkeit der Messung theoretisch wird, braucht man nur die Formel zu betrachten. Bezeichnet man das Potential mit  $P$ , so ist

$$P^2 = \frac{da^3}{Bl},$$

wo  $d$  die Größe der Doppelbrechung in Wellenlängen bedeutet,  $a$  und  $l$  die Dicke und Länge des benutzten Materials in Zentimeter, und  $B$  eine Materialkonstante, die von der Wellenlänge des benutzten Lichtes abhängt.  $d$  kann mit dem empfindlichen Okular und einem einigermaßen guten Kompensator auf einen Kompensatorleistrich genau gemessen werden. Die prozentuale Genauigkeit hängt also von der Größe der Doppelbrechung ab. Bei meinen meisten Messungen konnte ich auf diese Weise eine Genauigkeit von  $\frac{1}{4}$ — $\frac{1}{3}$  Proz. erreichen. Sonstige Fehler, wie die ungenaue Bestimmung der Apparaturkonstanten und der Größe von  $B$  wirken, wenn man die gleiche Anordnung während der ganzen Versuche beibehält, gleichmäßig auf alle Resultate, so daß ihre relativen Werte dadurch unbeeinflusst bleiben. Da  $B$  bei Schwefelkohlenstoff recht groß ist, wurde diese Flüssigkeit für den sogenannten Vergleichskondensator benutzt. Leider zeigen die bisherigen Messungen dieser Konstanten nur geringe Übereinstimmung, so findet z. B. Lemoine<sup>2)</sup>, der mit rotem Licht gearbeitet hat, einen größeren Wert als Quincke<sup>3)</sup>, der sich des Na-Lichtes bedient hat, während feststeht, daß der Wert der Kerrkonstanten mit abnehmender Wellenlänge wächst.

1) Vgl. Dissertation p. 13 u. 14.

2) H. Lemoine, Compt. rend. 122. p. 835. 1896.

3) G. Quincke, Wied. Ann. 19. p. 729. 1883.

Ich habe daher im zweiten Teile der vorliegenden Arbeit eine neue absolute Bestimmung der Kerrkonstanten des Schwefelkohlenstoffes ausgeführt, und habe dabei einen Wert gefunden, der mit dem Quinckeschen Wert gut übereinstimmt, so daß mir der Wert, den Lemoine gefunden, um ca. 25 Proz. zu groß zu sein scheint.

Die Apparatur für die Untersuchung der Gläser bestand aus der bereits beschriebenen Anordnung für das Glas und einer entsprechenden für Schwefelkohlenstoff. Beide waren parallelgeschaltet und aus dem Verhältnis der Ablesungen ließ sich dann die Kerrkonstante des untersuchten Glases berechnen. In der Dissertation war zur Berechnung der Quinckesche Wert benutzt worden. In der vorliegenden Arbeit habe ich den von mir gefundenen Wert der Berechnung zugrunde gelegt. Über die Einrichtung der Apparatur im besonderen und über die Berechnung vgl. Dissertation p. 15.

#### Messende Versuche an Schottischen Gläsern.

Als erstes wurde ein Stück Flintglas untersucht, und zwar ein Silikatglas mit 44 Proz. PbO (Fabrikmarke „O 118“). Um das von der Whimshurstmaschine gelieferte Potential konstant zu halten, wurde mit dem einen Pole der Elektrisiermaschine ein Platindrähtchen mit feiner Spitze verbunden, die Entfernung der Spitze vom entgegengesetzt geladenen Konduktor der Maschine konnte beliebig geändert werden. Durch diese schon von Sieveking und Tamm <sup>1)</sup> benutzte Vorrichtung konnte das Potential so konstant gehalten werden, daß die Einstellung des CS<sub>2</sub>-Kondensators um höchstens zwei Teilstriche variierte, was bei einer Gesamtdoppelbrechung von ca. 300 Teilstrichen kaum in Betracht kam. Ein Teilstrich bedeutete hier einen Gangunterschied von  $\frac{1}{1853}$  Na-Wellenlänge.

Es wurden bei gleichbleibendem Potential erst beide Kompensatoren mehrmals abgelesen, um Einstellungsfehler möglichst eliminieren zu können, dann wurde das Potential variiert. Aus den gefundenen Werten wurde sodann das Mittel ge-

1) H. Sieveking, Freiburger Dissertation 1899; Tamm, Freiburger Dissertation 1901.

nommen. Es ergab sich als Resultat für dieses Glasstück  $B = 0,595 \cdot 10^{-8}$ .

Es erhob sich nun die Frage, ob die Doppelbrechung nicht die Wirkung des Randfeldes, also eines inhomogenen Feldes sei. Um dies zu prüfen, wurden erstens die Elektroden verkürzt und zweitens eine ganz große Platte aus demselben Glase untersucht. Die Elektrodenlänge betrug bei der letzteren 20,15 cm im Gegensatz zu den 7,55 cm bei den anderen Versuchen. Da wegen der Größe der Platte ihre Dicke ( $a$ ) etwas größer genommen werden mußte, als bei den kleinen ( $a$  war etwa  $1\frac{1}{2}$  mal so groß), so konnte trotz der größeren Länge keine viel größere Doppelbrechung erzielt werden. Die Messung wurde noch dadurch ziemlich erschwert, daß das Licht beim Durchgang durch die lange Glasschicht stark absorbiert und depolarisiert wurde. Aus den Messungen an der großen Platte ergab sich  $B = 0,56 \cdot 10^{-8}$ . Eine Bestätigung dieses Versuches war es, daß die Doppelbrechung nicht mehr meßbar war, als an die kleine Platte ganz kurze Elektroden angelegt wurden. Man hat es hier also wirklich mit einer Wirkung des homogenen Feldes zu tun. Die Wirkung des Randfeldes selbst berechnet sich nach einer von Lemoine<sup>1)</sup> aufgestellten Formel. Das Randfeld wirkt wie eine Verlängerung der Elektroden um

$$\frac{a}{\pi} - \frac{a^3}{\pi l} \cdot \ln \frac{\pi l}{a}.$$

Das macht im Falle der kleinen Platte  $\frac{6}{100}$  cm.

Bei diesem recht gut isolierenden Flintglase zeigte sich eine ganz interessante Erscheinung. Bei längerem Elektrisieren behielt das Glas nach dem Entladen einen geringen Teil der Doppelbrechung. Diese Remanenz verschwand gewöhnlich im Laufe einer Stunde. Spätere Versuche, die ich anstellte, um die Natur dieser Erscheinungen zu ergründen, ergaben keine Gesetzmäßigkeiten, nur eins ließ sich feststellen, daß sie nicht durch remanente elektrische Ladung erzeugt wird; eine Umkehr des Feldes beseitigte die Remanenz nämlich nicht. Es ist also anzunehmen, daß es sich um eine elastische Nachwirkung handelt.

1) Lemoine, Compt. rend. 122. p. 833. 1896.

Daß die beobachtete Doppelbrechung nicht durch den Druck der sich anziehenden Elektroden entsteht, läßt sich leicht zeigen; denn die mechanische Doppelbrechung ist negativ, kann also nur die positive Wirkung des Kerrphänomens beeinträchtigen. Um wieviel die Kerrkonstante hierdurch bei meinen Versuchen falsch werden kann, läßt sich berechnen. Weiter unten wird diese Frage eingehend behandelt werden.

Es wurden im ganzen zwölf Sorten Gläser untersucht, darunter sieben bleihaltige.

Nr. O 198 (71 Proz. PbO) isolierte sehr gut und hatte die größte Konstante aller untersuchten Gläser. Die elektrische Festigkeit dieses sehr schweren und weichen Glases war gering, und es sind mir auch zwei Platten durchgeschlagen worden. Als Konstante ergab sich  $B = 1,275 \cdot 10^{-8}$ .

Nr. O 165 (65,5 Proz. PbO) vertrug bei recht hoher Konstante noch ziemlich gut ein langes Elektrisieren; ich versuchte daher zu konstatieren, in welchem Maße die Kerrkonstante von der Wellenlänge abhängt. Sie wurde bei Beleuchtung mit Na-Licht und dem Licht der gelben und grünen Hg-Linie untersucht. Es ergab sich:

für Hg (grün):  $B = 1,057 \cdot 10^{-8}$ ,

„ Hg (gelb):  $B = 0,955 \cdot 10^{-8}$ ,

„ Na:  $B = 0,897 \cdot 10^{-8}$ .

$B$  ist hier jedesmal in den betreffenden Wellenlängen gemessen. Um  $B$  in absolutem Maße zu bekommen, muß man es mit der zugehörigen Wellenlänge multiplizieren, dann erst können die Konstanten miteinander verglichen werden.

Es ist also:  $B_{\text{Hg grün}} = 5,77 \cdot 10^{-8}$  abs.,

$B_{\text{Hg gelb}} = 5,53 \cdot 10^{-8}$  abs.,

$B_{\text{Na}} = 5,26 \cdot 10^{-8}$  abs.

Wie zu erwarten war, nimmt die Konstante mit steigender Wellenlänge ab. Eine genauere Bestimmung dieser Abhängigkeit wird an einer späteren Stelle beschrieben.

Nr. 41 (61 Proz. PbO) zeigte auch die Doppelbrechung sehr gut.  $B$  ergab sich als  $0,952 \cdot 10^{-8}$ .

Als nächstes in der Reihe käme O 118 (44 Proz. PbO), über welches ich an erster Stelle berichtet habe, mit einer Kerrkonstanten  $B = 0,595 \cdot 10^{-8}$ .

Nr. 569 (35 Proz. PbO) ist noch ganz gut meßbar,  $B = 0,354 \cdot 10^{-8}$ .

Nr. 378 (25 Proz. PbO) ist wegen der recht kleinen Konstanten schwer zu messen,  $B = 0,093 \cdot 10^{-8}$ .

Die eben erwähnten Flintglassorten waren alle von gleicher Zusammensetzung, d. h. Silikatgläser mit etwas Kalium und Natrium. Als letztes Bleiglas wurde Nr. O 164 untersucht; es ist dies ein Borosilikatglas mit etwas Tonerde und 24 Proz. PbO. Die Doppelbrechung war recht klein. Immerhin war sie noch meßbar, und es ließ sich das interessante Resultat feststellen, daß dieses Glas einen negativen Kerreffekt hat. Es ist  $B = - 0,212 \cdot 10^{-8}$ .

Nr. 2994 Borosilikatglas, alkalifrei mit Baryt und Zinkoxyd. Eine Doppelbrechung ließ sich nicht nachweisen.

Nr. O 211 Silikatglas mit Baryt, Zinkoxyd und Kali gab auch nichts.

Nr. O 3832 Borosilikatglas mit Kali und Natron zeigt keine Doppelbrechung.

Nr. O 3439 Borosilikatglas mit Kali, Natron und Antimonoxyd ein ziemlich gut isolierendes Glas, zeigt meßbare Doppelbrechung.  $B = + 0,233 \cdot 10^{-8}$ .

O 3551 Silikatglas mit Natron und Zinkoxyd ist auch doppelbrechend.  $B = 0,207 \cdot 10^{-8}$ .

Die erhaltenen Resultate lassen deutlich erkennen, daß die elektrische Doppelbrechung bei Gläsern sehr von ihrer Zusammensetzung abhängt, insbesondere scheint der Bleigehalt von großem Einfluß auf die Erscheinung zu sein, und ein Blick auf die Tabelle zeigt, daß die Kerrkonstanten mit steigendem PbO-Gehalt und abnehmendem  $\text{SiO}_2$ -Gehalt zunehmen.

$\text{SiO}_2$	PbO	$B \cdot 10^8$	Schmelz-Nr.
59,8 Proz.	27,5 Proz.	0,093	O 378
54,1 „	36,3 „	0,354	O 569
46,6 „	43,8 „	0,595	O 118
34,7 „	61,0 „	0,952	O 41
31,2 „	65,5 „	1,057	O 165
27,2 „	71,0 „	1,275	O 198

Es wäre nun sehr interessant zu sehen, wie sich einfachere Substanzen, als es Glas ist, im elektrischen Felde verhalten. Mir stand amorpher Quarz leider nur in Form eines 5 cm langen und 1 mm dicken Plättchens zur Verfügung. Ich untersuchte dasselbe in der gleichen Anordnung, wie die Gläser.

Eine Doppelbrechung konnte ich nicht erzielen, obwohl ich trotz der kürzeren Elektroden, wegen der geringeren Dicke der Schicht, ebenso günstige Verhältnisse hatte, als wie bei den Glasplatten. Es muß also die Kerrkonstante, falls das Phänomen überhaupt auftritt, erheblich kleiner sein als  $0,1 \cdot 10^{-8}$ .

Wie sich bereits bei dem einen Bleigläse gezeigt hatte, ist das vorliegende Phänomen in hohem Maße von der Wellenlänge abhängig. Es soll nun untersucht werden, wie die Abhängigkeitskurve verläuft. Um eine Kurve zu bekommen, galt es, die Kerrkonstante in allen Teilen des Spektrums zu messen. Die Hauptschwierigkeit dabei war, eine geeignete Lichtquelle zu finden. Metallinien kamen hierbei nicht in Betracht, da dieselben im Rot und Blau selbst im Lichtbogen und im elektrischen Funken zu lichtschwach sind. Es blieb mir daher nichts anderes übrig, als weißes Licht spektral zu zerlegen und einen Teil des Spektrums auszublenden. Der Lichtstärke wegen wurde eine Bogenlampe benutzt. Um möglichst wenig Nebenlicht zu bekommen, wurde das Licht durch zwei Spalte hintereinander geschickt, dann kam eine Sammellinse und ein Prisma, die ein spektral zerlegtes Bild des einen Spaltes auf eine mit Stanniol belegte Glasplatte warfen. Auf diesem Stanniol war ein Spalt ausgeschnitten, der genau so gekrümmt war, wie das Spaltbild. Da der so abgegrenzte schmale Bezirk des Spektrums immer noch minimale Verunreinigungen durch Licht aus anderen Teilen des Spektrums aufwies, so wurde das durch den Spalt fallende Lichtbündel noch einmal durch ein Prisma auf ein neues Diaphragma geworfen. Da ich nur das fremde Licht aus dem Bündel entfernen wollte, und mir daran lag, das übrige möglichst zu konzentrieren, so stellte ich das zweite Prisma umgekehrt wie das erste auf. Das auf diese Weise gewonnene Lichtbündel hatte denn auch wirklich die gewünschte Reinheit. Weshalb Verunreinigungen so peinlich zu vermeiden waren, soll nachher auseinandergesetzt werden.

Weiter mußte die jeweils benutzte mittlere Wellenlänge gemessen werden. Dies ließ sich bei der getroffenen Anordnung am leichtesten mit Hilfe des Quarz kompensators machen. Da die Dispersion der Brechungskoeffizienten des ordentlichen und außerordentlichen Strahles beim Quarz bekannt ist, so kann man berechnen, wie groß bei jeder Wellenlänge die optisch wirksame Dicke des Kompensators sein muß, um einen Gangunterschied von einer Wellenlänge zu erzeugen. Wenn man dann diese Quarzdicken als Funktionen der Wellenlänge in ein Koordinatensystem einträgt, so kann man umgekehrt bei gegebener Dicke des Kompensators auf der Kurve die zugehörige Wellenlänge ablesen. Die optisch wirksame Dicke des Kompensators läßt sich aus der Trommelablesung leicht berechnen.

Für Na-Licht ( $\lambda = 589$ ) ist die Differenz der Brechungsindizes bei Quarz 0,00911, wie man aus den Tabellen von Landolt und Börnstein ersehen kann; es ist dann die Quarzdicke „ $D$ “ für eine Wellenlänge Gangunterschied:

$$D = \frac{589 \cdot 10^{-7}}{0,00911}.$$

Um die Dicke des Kompensators um „ $D$ “ zu vermehren, muß man, wie durch sorgfältige Messungen gefunden wurde, die Trommel um 6432 Teilstriche weiterdrehen. Es ist also

$$\frac{D}{6431} = C,$$

der Dickenänderung des Kompensators pro Teilstrich. Das gibt:

$$c = 1,0054 \cdot 10^{-5}.$$

Dieselbe Rechnung wurde dann für Hg (grün) ausgeführt und gab

$$c = 1,018 \cdot 10^{-5}.$$

Für Hg (gelb) fand sich

$$c = 1,019 \cdot 10^{-5}.$$

Das Mittel daraus ist dann:

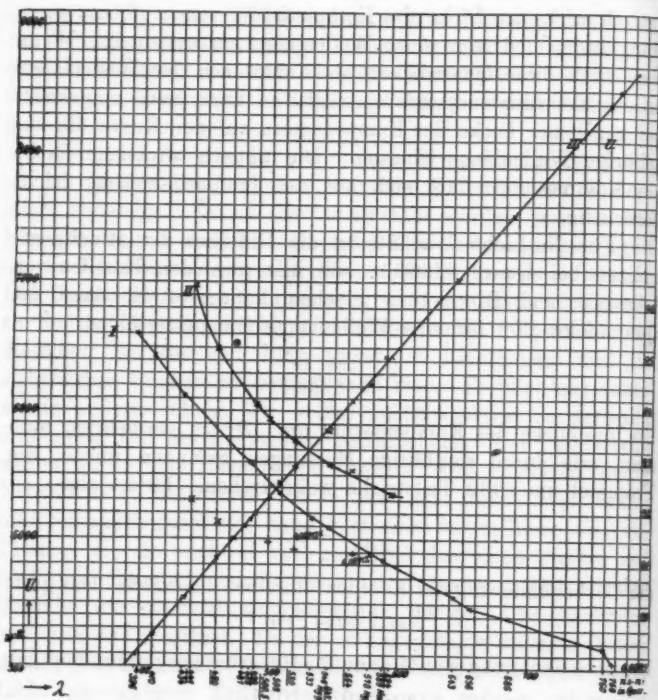
$$c = 1,014 \cdot 10^{-5}.$$

Sämtliche brauchbaren Werte für die Differenz der Brechungsindizes, die sich in den Landolt-Börnsteinschen



Tabellen fanden, wurden auf eine Kurve aufgetragen und für jeden Punkt die Umdrehungszahl „ $U$ “ des Kompensators für eine Wellenlänge Gangunterschied berechnet. Es ist ja

$$U = \frac{\lambda}{c \cdot (n_a - n_o)}.$$



- I. Differenz der Brechungskoeffizienten in Quarz.
- II. Dispersionskurve von  $B$  in  $\lambda$  (O 41).
- III. Umdrehungszahlen des Kompensators für  $d = 1 \lambda$  berechnet aus I. mit den bekannten Werten

$$U = 6431$$

$$(\lambda = 584)$$

$$U = 5847$$

$$(\lambda = 546)$$

$$U = 6220$$

$$(\lambda = 578).$$

Fig. 2.

Die Kurve, die diese Werte gab, war eine gerade Linie. Mit Hilfe dieser Kurve konnte ich jetzt die Wellenlänge jedes benutzten Lichtes messen, indem ich die Umdrehungszahl des Kompensators bestimmte.

Dies ist die Messung, um derentwillen jede Beimischung fremden Lichtes zu vermeiden war. Wenn nämlich in der Apparatur nur eine geringe Doppelbrechung zu kompensieren ist, so liegt die Kompensationseinstellung der eventuellen Verunreinigungen so nahe bei der des benutzten Hauptlichtes, daß auch die Verunreinigungen fast kompensiert sind und die Einstellung des Kompensators für das Hauptlicht nicht stören. Bei der vollständigen Kompensation würde das Hauptlicht völlig ausgelöscht sein, wenn das Gesichtsfeld nicht durch die dünnen Glimmerplättchen des Halbschattenokulars aufgehellt würde. Die Aufhellung ist so gering, daß eine minimale Beimischung zum Hauptlichte, die nicht kompensiert wäre, die Einstellung fast unmöglich machen würde. Dieser Fall tritt ein bei großer Doppelbrechung, wie z. B. einer ganzen Wellenlänge, wo das Nebenlicht noch in voller Stärke auftritt, während das Hauptlicht ausgelöscht ist.

Untersucht wurde O 41 (61 Proz. PbO). Die erste Versuchsreihe wurde mit nicht ganz reinem Lichte ausgeführt, d. h. ohne zweites Prisma. Schon diese Resultate, die ich wegen ihrer Ungenauigkeit nicht im einzelnen anführen will; zeigen, daß  $B$  mit steigender Wellenlänge erst schnell und dann langsamer abnimmt. Mit der oben beschriebenen Anordnung wurde eine zweite Versuchsreihe ausgeführt, die eine recht gute Kurve ergibt (Fig. 2).

In der folgenden Tabelle sind die Umdrehungszahlen des Kompensators „ $U$ “, die dazu gehörigen Wellenlängen  $\lambda$  die Einstellungen des Meß- und Versuchskompensators  $E_m$  und  $E_v$  und die Werte von „ $B$ “ eingetragen. Der größeren Bequemlichkeit wegen wurde immer bei demselben Potential gearbeitet. Die Trommel des Meßkompensators wurde von der Nullstellung ab um 250 Teilstriche gedreht und das Potential immer so reguliert, daß bei dieser Einstellung die Doppelbrechung kompensiert war.

$U$	$\lambda$	$E_m$	$E_v$	$B \cdot 10^{-3}$	$B \text{ abs. } 10^{-11}$
4623	441	250	148	1,403	6,23
4851	460	250	130	1,174	5,38
5197	490	250	116,3	0,978	4,72
5324	500,5	250	111	0,917	4,58
5559	520	250	106	0,836	4,34
5878	547	250	100	0,746	4,07
6080	564	250	101	0,728	4,101
6431	594	250	93	0,634	3,77

Nachdem sich gezeigt hat, daß die Kerrkonstante in so hohem Maße von der Wellenlänge abhängig ist, ist es nicht zulässig, die Konstante in Wellenlängen als Maßeinheit auszudrücken, wie es bisher geschehen ist. Man muß sie vielmehr in absolutem Maße messen. Das geschieht, indem man beide Seiten der Gleichung

$$d = B l \left( \frac{P}{a} \right)^2$$

mit  $\lambda$  multipliziert; dann ist  $d \cdot \lambda$  der Gangunterschied in cm und  $B \cdot \lambda$  wird zur absoluten Kerrkonstanten  $B'$ .

Der Gangunterschied in cm ist bekanntlich gleich der Länge der durchstrahlten Schicht, multipliziert mit der Differenz der Brechungsindizes:

$$d\lambda = 1 \cdot (n_a - n_0).$$

Wenn man diese einsetzt, erhält man

$$n_a - n_0 = B' \cdot \frac{p^2}{a^2},$$

woraus sich folgende Definition für  $B'$  ergibt: Die Kerrkonstante ist gleich der Differenz der Brechungsindizes für das Potentialgefälle 1.

Für das Kerrsche Gesetz erhält man die einfache Definition, daß die Differenz der Brechungsindizes einer im elektrischen Felde doppelbrechenden Substanz proportional ist dem Quadrat des Potentialgefälles.

Das waren soweit die Resultate, die schon in meiner Dissertation enthalten sind. Um die vorher aufgeworfene Frage nach dem Einflusse des elektrostatischen Druckes der Elektroden bei meinen Messungen zu beantworten, ist es nötig,

die Dielektrizitätskonstante und die Konstante  $c$  der Piezodoppelbrechung des untersuchten Glases zu kennen.

In meiner Dissertation hatte ich diesen Einfluß nur überschlagsweise berechnen können, weil die von mir benutzten Gläser in ihrer Zusammensetzung nur angenähert mit den von Pockels benützten übereinstimmten, ich ferner auch die Dielektrizitätskonstanten derselben nicht kannte. Ich war durch die Überschlagsrechnung zu der Ansicht geführt worden, daß die Korrektur überhaupt zu vernachlässigen sei. Herr Prof. Pockels hatte die große Freundlichkeit, mich darauf aufmerksam zu machen, daß das Resultat meiner Berechnung infolge eines Rechenfehlers jedenfalls zu klein sei, und dies gab mir die Veranlassung, die Frage gründlicher zu untersuchen, indem ich die elektrische Doppelbrechung und die Dielektrizitätskonstanten für dieselben Glassorten bestimmte, für welche Hr. Pockels seine Versuche ausgeführt hat, für welche also die Werte der Konstanten  $c$  bekannt sind. Durch die Liebenswürdigkeit der Firma Schott & Genossen habe ich eine Reihe Proben dieser Gläser erhalten (meist Neuschmelzungen). Sie wurden mit derselben Apparatur wie die früheren untersucht und haben für Na-Licht die im folgenden angeführten Resultate ergeben.

O 658 war ein Bleiglas (25 Proz.) mit Tonerde und 31 Proz.  $B_2O_3$ , ähnlich wie O 164. Es ergab sich das interessante Resultat, daß es ebenso wie O 164 eine negative Kerrkonstante besaß. Die Messung war sehr schwierig, da die Platten optisch nicht ganz homogen waren und die geringsten Verschiebungen, wie sie schon durch die elektrostatischen Kräfte hervorgerufen werden können, eine Veränderung der Einstellung verursachte.

Es war

$$B_{Na} = -0,12 \cdot 10^{-8}, \quad B_{abs.} = -0,71 \cdot 10^{-13}.$$

O 3031 (Urschmelze O 2154) mit 30,6 Proz. PbO ergab

$$B_{Na} = 0,186 \cdot 10^{-8}, \quad B_{abs.} = 1,08 \cdot 10^{-13}.$$

O 5093 (O 1571) mit 50,5 Proz. PbO war sehr gut meßbar und gab:

$$B_{Na} = 0,56 \cdot 10^{-8}, \quad B_{abs.} = 3,3 \cdot 10^{-13}.$$

O 4818 (O 500) mit 70 Proz. PbO war ebenfalls sehr genau zu messen. Es fand sich

$$B_{Na} = 0,901 \cdot 10^{-8} \quad \text{und} \quad B_{abs.} = 5,3 \cdot 10^{-13}.$$

S 350 (S 557) schließlich war ein reines Bleiglas mit 80 Proz. PbO ohne jede andere Beimengung, außer 0,3 Proz.  $As_2O_3$ , während die anderen Gläser alle Kali und Natron enthielten. Diese ganz außerordentlich schwere Glassorte bereitete bei der Untersuchung einige Schwierigkeiten, da sie keine große elektrische Durchschlagsfestigkeit besaß. Auch störte die starke Eigenfärbung bei den Einstellungen. Es war

$$B_{Na} = 1,56 \cdot 10^{-8}, \quad B_{abs.} = 9,2 \cdot 10^{-13}.$$

Auch bei diesen Gläsern zeigte es sich wieder, daß die Kerrkonstante in hohem Maße von dem Bleigehalte abhängt.

Nun fehlte mir für die beabsichtigte Berechnung nur noch die Kenntnis der Dielektrizitätskonstante dieser Gläser, deren Messung ich in folgendem kurz beschreiben will.

Ich stellte mir Kondensatoren von bekannten Dimensionen aus den Glasplatten her, indem ich jede mit kreisförmigen Stanniolblättern auf beiden Seiten belegte. Das Stanniol wurde auf einer Spiegelglasplatte mit einem geschliffenen Zirkel ausgeschnitten und der Durchmesser der Blätter nach dem Aufkleben mit einem Zeisskomparator gemessen. Die Kapazität dieser Kondensatoren wurde dann mit Hilfe eines kalibrierten Meßkondensators von veränderlicher Kapazität durch Vergleich mit einem Normalkondensator gemessen. Der Normalkondensator hatte Luft als Dielektrikum und kreisförmige Platten. Die Entfernung der Platten voneinander war durch drei ganz kleine Glasplättchen von bekannter Dicke festgelegt. Der Einfluß der Glasplättchen und des Randfeldes wurde bei der Berechnung der Kapazität des Kondensators in Rechnung gesetzt. Das Verhältnis der Kapazitäten des Normalkondensators und der Glasplatten wurde mit dem kalibrierten Meßkondensator aus drei Meßreihen mit verschiedenen Nullpunkten bestimmt.

Daraus ließ sich die Kapazität der Glaskondensatoren berechnen und ebenso aus ihren Dimensionen die Kapazität von kongruenten Luftkondensatoren. Da nun *ceteris paribus*  $C_{Glas} = \epsilon C_{Luft}$  ist, erhält man durch Division den Wert für  $\epsilon$ .

Es ergaben sich folgende Werte:

für	O 658	war	$\epsilon = 4,7$	bei	25 Proz. PbO
„	O 3031	„	$\epsilon = 5,3$	„	30,6 „ „
„	O 5093	„	$\epsilon = 6,1$	„	50,5 „ „
„	O 4818	„	$\epsilon = 9,4$	„	70 „ „
„	S 350	„	$\epsilon = 13,4$	„	80 „ „

Besonders interessant ist der Wert von  $\epsilon$  für das Glas mit 80 PbO, der schon nahe an den Wert 17,3 für reines PbO heranreicht.

**Berechnung der mit dem Kerrphänomen gleichzeitig auftretenden mechanischen Doppelbrechung im Glase.**

Die in einem Glase auf mechanischem Wege erzeugte Doppelbrechung ist proportional dem angewendeten Drucke, und umgekehrt der Breite der gepreßten Schicht, hängt aber, wie eine einfache Überlegung zeigt, nicht von ihrer Länge ab. Die Proportionalitätskonstante  $C$  hat Pockels<sup>1)</sup> für viele Gläser genau gemessen.

Es ist also:  $d = C \times \text{Druck/Breite}$ .

Die elektrische Kraft, mit der sich zwei entgegengesetzt geladene Scheiben anziehen, nimmt zu mit dem Quadrat des Potentials ( $P$ ) und der Größe der Scheiben ( $F = (Br \times l)$ ). Sie nimmt ab mit dem Quadrat der Entfernung und ist proportional  $\epsilon/8\pi$  ( $\epsilon = \text{Dielektrizitätskonstante}$ ).

Es ist also der Druck, den die Scheiben auf das Glas ausüben:

$$Dr = \frac{P^2 Br l \epsilon}{a^2 8 \pi}.$$

Das gibt für die Doppelbrechung:

$$d = \frac{P^2 l}{a^2} \left( \frac{\epsilon C}{8 \pi} \right).$$

Vergleicht man diese Formel mit der Kerrschen Formel:

$$d = \frac{P^2 l B}{a^3},$$

so sieht man, daß die Größe  $\epsilon C/8\pi$  der Kerrkonstanten entspricht. Die bei den Versuchen gemessene Doppelbrechung

1) F. Pockels, Ann. d. Phys. 7. p. 745. 1902.

setzt sich also zusammen aus dieser rein mechanischen plus der Kerrschen Doppelbrechung. Es ist also:

$$d = \frac{l P^2}{a^2} \left( B - \frac{\epsilon C}{8 \pi} \right).$$

Den Inhalt der Klammer hatte ich also bisher als „ $B$ “ bezeichnet, während die wirkliche Konstante um  $\epsilon C/8 \pi$  größer ist. Zur Berechnung dieser Größe entnahm ich die Werte für  $C$  aus der Tabelle von Pockels.

Die Werte, wie sie in der Tabelle angegeben werden, sind in  $\lambda$ , mm und kg ausgedrückt, während ich sie in  $\lambda$ , cm und Dynen bzw. im C.G.S.-System in Rechnung setzen mußte. Die aus der Tabelle entnommenen Zahlen waren daher noch mit  $0,102 \cdot 10^{-6}$  zu multiplizieren. In der folgenden Tabelle sind nun die Konstanten von Pockels, die daraus berechneten Korrekturen und die korrigierten Werte der Kerrkonstanten in  $\lambda$  und schließlich die absolute Kerrkonstante „ $K$ “ aufgeführt.

Nr.	$C_{\text{Pockels}}$	$\frac{C \epsilon}{8 \pi} \cdot 10^8$	$B \cdot 10^8$	$10^8 \cdot B_{\text{Korr.}}$	$K \cdot 10^{-18}$	PbO Proz.
O 658	0,0639	0,121	-0,12	—	—	25
O 3031	0,05	0,107	0,186	0,293	1,7 <sub>2</sub>	30,6
O 5093	0,0444	0,109	0,56	0,669	3,9 <sub>4</sub>	50,5
O 4818	0,0232	0,089	0,901	0,99	5,8 <sub>3</sub>	70
S 350	-0,0323	-0,175	1,56	1,385	8,1 <sub>6</sub>	80

Wie man aus der Tabelle ersieht, ist die negative Kerrkonstante des Glases O 658 nur durch die mechanische Doppelbrechung vorgetäuscht worden. Vielleicht wird man weiter noch schließen dürfen, daß die Gläser, bei denen man das Kerrphänomen nicht beobachten kann, zwar eine Kerrkonstante besitzen, daß aber die mechanische Doppelbrechung die elektrische so weit kompensiert, daß sie mit unseren jetzigen Hilfsmitteln nicht wahrgenommen werden kann. Durch die Korrektur wird auch der sonst sehr aus der Reihe fallende hohe Wert der Konstanten von S 350 so erniedrigt, daß er gut in die Reihe hineinpaßt.

Durch diese Untersuchung darf jetzt als sichergestellt betrachtet werden, daß die Doppelbrechung, die durch die



mechanische Anziehung der beiden Belegungen eines Glaskondensators hervorgerufen wird, bei Messungen über das Kerrphänomen in Gläsern nicht vernachlässigt werden darf, vielmehr eine meßbare Größe erreichen kann.

Auf Grund der hier gefundenen Resultate läßt sich wenigstens angenähert angeben, wie weit die Kerrkonstanten der im ersten Teil der Arbeit gemessenen Gläser beeinflusst werden durch die Wirkung der mechanischen Doppelbrechung.

Bei dem Glase O 164, das dem Glase O 658 ganz ähnlich ist, kann man annehmen, daß seine korrigierte Kerrkonstante gleich O ist.

Die Kerrkonstante des Glases O 198 wird voraussichtlich um 5 Proz. zu erhöhen sein. Bei den anderen Gläsern ist eine Schätzung sehr schwer, da ihre Kerrkonstante nur für das Licht der grünen Hg-Linie gemessen ist. Auf jeden Fall aber werden die Konstanten der Gläser mit geringem PbO-Gehalt sehr stark beeinflusst.

#### Messung der Kerrkonstanten des Schwefelkohlenstoffs.

Wie ich schon in dem ersten Teile meiner Arbeit erwähnte, stehen die quantitativen Messungen des Kerrphänomens beim Schwefelkohlenstoff, die Quincke und Lemoine ausgeführt haben, im Widerspruch zueinander. Quincke hat mit Natriumlicht und Lemoine mit rotem Licht von nicht näher bezeichneter Wellenlänge gearbeitet. Da nun die Kerrkonstante mit steigender Wellenlänge abnimmt, hätte Lemoine einen kleineren Wert finden müssen als Quincke. Tatsächlich aber fand Quincke  $32 \cdot 10^{-8}$  und Lemoine  $37 \cdot 10^{-8}$ . Es muß somit der eine von beiden Werten falsch sein.

Die Genauigkeit meiner im ersten Teil der Untersuchung benutzten Potentialmeßmethode beruht auf der genauen Kenntnis dieser Kerrkonstanten; ich habe daher selbst eine Bestimmung derselben ausgeführt.

#### Beschreibung der Apparatur.

Der zur Erzeugung des elektrischen Feldes dienende Kondensator bestand aus zwei dicken Zinkschienen, die möglichst genau aufeinander geschliffen waren. Ihre Länge betrug 46,5 cm bei einer Breite von 4,5 cm. Für die Berechnung

der Messungen wurde noch die Wirkung des Randfeldes nach der bereits im ersten Teile der Arbeit erwähnten Formel Lemoines berücksichtigt. Die Korrektur betrug 0,06 cm, so daß sich die Länge als 46,56 cm ergab. Genau wie bei Vergleichskondensator für  $CS_2$  wurden die Platten durch acht (0,191 cm dicke) Glasplättchen auseinander gehalten, und durch Umbinden mit Seidenfaden zu einem festen Ganzen vereinigt.

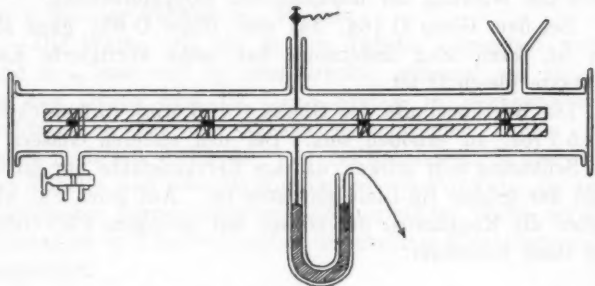


Fig. 3.

Wie man aus Fig. 3 ersehen kann, lag dieser Kondensator in einem horizontalen Glasrohr, das etwas länger als die Elektroden war, damit das Randfeld beim Erregen des elektrischen Feldes ganz innerhalb der Flüssigkeit zu liegen kam und man somit seine elektrooptische Wirkung in Rechnung setzen konnte.

Beiderseitig war die Röhre mit aufge kitteten Glasscheiben verschlossen. Zum Einfüllen und Ablassen der Flüssigkeit war oben ein Trichterrohr und unten ein Hahn angeschmolzen. Die Zuleitungen zu den Elektroden führten ebenfalls durch angeschmolzene Röhren. Im übrigen war die optische Anordnung ganz wie die im ersten Teil zur Messung des Glases benutzte.

Als Elektrizitätsquelle bediente ich mich einer Klingelfußschen Hochspannungsbatterie.

In meiner Dissertation habe ich bereits einige Messungen mit dieser Apparatur angeführt. Da die Messung des Batteriepentials nach einer elektrostatischen Methode bei den mir zur Verfügung stehenden Mitteln recht schwierig und deshalb

nicht absolut sicher war, will ich nur die Resultate anführen. Es wurde die Kerrkonstante für Na-Licht und das Licht der gelben und grünen Hg-Linie gemessen. Als Gesamtergebnis dieser Messungen ergab sich:

$$\begin{aligned} B_{\text{Na}} &= 31,98 \cdot 10^{-8}, & \text{abs.: } 188,3 \cdot 10^{-13}, \\ B_{578} &= 32,99 \cdot 10^{-8}, & \text{,, } 190,7 \cdot 10^{-13}, \\ B_{546} &= 36,82 \cdot 10^{-8}, & \text{,, } 201 \cdot 10^{-13}. \end{aligned}$$

Gleichzeitig machte ich bei gleichbleibendem Potential relative Messungen zwischen der Doppelbrechung alten, lange gebrauchten und schon ganz gelben Schwefelkohlenstoffs und der von wasserklarem, frisch von der Fabrik gekommenen. Als Resultat fand ich im Mittel aus je 22 Messungen

$$d = 453,5 \text{ für das gelbe CS}_2 \text{ und}$$

$$d = 452,0 \text{ für das weiße.}$$

Es zeigt sich also, daß selbst ein stark durch Schwefel verdorbenes CS<sub>2</sub>, wie man es zu Versuchen kaum gebrauchen würde, eine nur wenig höhere Kerrkonstante besitzt (etwa 0,3 Proz).

Nach Beendigung meiner Dissertation veröffentlichte C. F. Hagenow<sup>1)</sup> die Resultate einer neuen Bestimmung der Kerrkonstante des Schwefelkohlenstoffs. Er findet einen niedrigeren Wert,  $29,07 \cdot 10^{-8}$  für Natriumlicht bei 20°. Seine Dispersionskurve der Kerrkonstanten ist der des Glases, die ich gefunden habe, analog.

Augenblicklich sind bei Hrn. Prof. Himstedt Messungen der Kerrkonstanten des Schwefelkohlenstoffs im Gange, bei denen das Potential der Batterie durch Bestimmung der Stromstärke gemessen wird, die durch einen Widerstand von  $10^6$  Ohm fließt. Ich habe eine Meßreihe mit dieser Apparatur ausgeführt und einen Wert erhalten, der etwas niedriger als der oben angeführte ist.

Es fand sich

$$B_{\text{Na}} = 30,421 \cdot 10^{-8} \text{ und } B_{\text{abs.}} = 179,2 \cdot 10^{-13}.$$

1) C. F. Hagenow, Phys. Rev. (3) 27. p. 196. 1908.

Dieser Wert ist für die Berechnung der Kerrkonstanten der Gläser zugrunde gelegt worden, während ich dazu in meiner Dissertation den Wert Quinckes benutzt habe.

**Zusammenfassung der Resultate.**

1. Die Versuche liefern eine Bestätigung der von Kerr zuerst beobachteten Tatsache, daß das sogenannte Kerrphänomen auch bei Gläsern im homogenen elektrischen Felde auftritt und der Erscheinung in Flüssigkeiten völlig entspricht.

2. Über den Einfluß der Zusammensetzung des Glases auf die Größe der Kerrkonstanten läßt sich auf Grund meiner Versuche mit Bestimmtheit nur aussagen, daß die Konstante mit steigendem Bleigehalte wächst.

3. Die Kerrkonstante des Schwefelkohlenstoffs ist für Natriumlicht  $30,42 \cdot 10^{-8}$ . Dies stimmt mit den von Quincke gefundenen Werten gut überein.

4. Die durch das Kerrphänomen verursachte Doppelbrechung ist in hohem Maße von der Wellenlänge des benutzten Lichtes abhängig. Im C.G.S.-System definiert sich die Kerrkonstante als Differenz der Brechungskoeffizienten für parallel und senkrecht zu der Richtung des Feldes polarisierte Strahlen beim Potentialgefälle Eins.

5. Das Kerrphänomen läßt sich gut zur genauen Bestimmung hoher Potentialdifferenzen verwenden.

(Eingegangen 13. April 1910.)

**7. Die Wärmestrahlung  
in absorbierenden Körpern;  
von M. Laue.**

Seit den ersten Anfängen der thermodynamischen Theorie der Wärmestrahlung ist bekannt<sup>1)</sup>, daß die spezifische Intensität der Strahlung,  $\mathfrak{R}$ , in durchsichtigen Mitteln proportional dem Quadrat des Brechungsindex  $n$  ist, derart, daß

$$(1) \quad \frac{\mathfrak{R}}{n^2} = K(T, \nu)$$

die spezifische Intensität der Strahlung gleicher Temperatur und Frequenz im Vakuum, d. h. eine universelle Funktion der Temperatur  $T$  und der Schwingungszahl  $\nu$  ist. In Plancks Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung<sup>2)</sup> wird diese Gleichung auch auf schwach absorbierende Mittel angewandt; und man kann in der Tat leicht sehen, daß sie eine erste Näherung für kleine Werte des Extinktionskoeffizienten darstellt. Wir wollen im folgenden den Einfluß des Extinktionskoeffizienten  $\kappa$  für isotrope Medien ohne jede beschränkende Voraussetzung untersuchen. Von vornherein ist einleuchtend, daß wegen der Linearität der optischen Differentialgleichungen die Proportionalität zwischen  $\mathfrak{R}$  und  $K(T, \nu)$  bestehen bleibt, ferner daß der Proportionalitätsfaktor nur von der optischen Konstanten des Mittels selbst abhängt. Es wird sich zeigen, daß der Nenner der linken Seite der Gleichung (1) einer von  $\kappa$  abhängigen Ergänzung bedarf (Gleichung (14)).

1. Den Ausgangspunkt bildet die Bemerkung, daß man den eigentlichen Kern des Kirchhoffschen Satzes, daß nämlich im thermischen Gleichgewicht die spezifische Intensität der

1) G. Kirchhoff, Ges. Abh. Leipzig 1882. p. 594; R. Clausius, Pogg. Ann. 121. p. 1. 1864.

2) M. Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung, Leipzig 1906. p. 36 u. ff.

Strahlung überall von der Richtung des Strahles und der Polarisationssebene unabhängig ist, unverändert auf absorbierende Mittel übertragen kann.<sup>1)</sup> Daß es sich in großen Entfernungen von Grenzflächen so verhält, ist aus Symmetriegründen selbstverständlich.<sup>2)</sup> Auch der Beweisgrund, daß sich anderenfalls die von einer kristallinen, in das Mittel eingebetteten Kugel absorbierte Energie bei einer Drehung der Kugel um den Mittelpunkt ändern müßte, während die von ihr ausgehende Energie konstant bleibt, läßt sich ohne weiteres übertragen.<sup>3)</sup> Da ihr Durchmesser gegen die Wellenlänge nicht groß zu sein braucht, bleibt er auch für die nächste Umgebung einer Grenzfläche stichhaltig.

2. In einem stark absorbierenden Mittel stammt alle Strahlung, welche in einem bestimmten Punkte beim Gleichgewichtszustand vorhanden ist, aus den nächstgelegenen Teilen des Körpers. Man könnte daher der Meinung sein, ebene Wellen träten in diesem Zustande gar nicht auf. Und doch ist dies im folgenden bei der Betrachtung der Spiegelung und Brechung eine wesentliche Voraussetzung.

Ihre Rechtfertigung findet sie in der Integraldarstellung, welche Debye<sup>4)</sup> für den Hertzschen Vektor  $\mathfrak{H}$  eines auf den Punkt  $x_0, y_0, z_0$  hin konvergierenden, linear polarisierten Strahlenkegels gegeben hat. Ist die  $x$ -Richtung die der elektrischen Feldstärke, so lautet sie

$$\mathfrak{H}_x = \frac{ik}{2\pi} \int d\varphi \int \sin \vartheta d\vartheta e^{ik\{(x-x_0)\cos\vartheta + \sin\vartheta[(x-x_0)\cos\varphi + (y-y_0)\sin\varphi]\}}$$

1) Es wäre m. E. sachlich und auch historisch gerechtfertigt, nicht nur den Satz von der Proportionalität zwischen Emission und Absorption als Kirchhoffsches Gesetz zu bezeichnen, sondern die Gesamtheit aller Beziehungen unter diesem Namen zusammenzufassen, welche die Abhängigkeit der Strahlung von den optischen Konstanten des Mittels darstellen; denn man verfolgt mit ihnen nicht nur ein gemeinsames Ziel — die Zurückführung des allgemeinen Strahlungsproblems auf das spezielle fürs Vakuum —, sondern sie beruhen auch alle auf dem angegebenen gemeinsamen Ursprung.

2) M. Planck, l. c. § 84.

3) E. Pringsheim, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 3. p. 81. 1901.

4) P. Debye, Ann. d. Phys. 30. p. 755, Formel (7''). 1909.

wobei sich  $k$  aus der Schwingungszahl  $n$  und dem bei absorbierenden Körpern komplexen Brechungsindex  $\nu$  bestimmt. Die Integration ist über alle Richtungen  $\vartheta, \varphi$  des Öffnungswinkels auszuführen. Um ein Strahlenbündel darzustellen, dessen Brennofläche ein gewisser Bereich der Ebene  $z = z_0$  bildet, haben wir diesen Ausdruck mit einer komplexen Funktion  $C_k(x_0, y_0)$  zu multiplizieren und über die genannte Fläche zu integrieren; also

$$\mathfrak{P}_z = \frac{ik}{2\pi} \int d\varphi \int \sin \vartheta d\vartheta \Pi_k(\vartheta, \varphi) e^{ik\{(z-z_0)\cos\vartheta + \sin\vartheta(x\cos\varphi + y\sin\varphi)\}},$$

wobei

$$\Pi_k(\vartheta, \varphi) = \iint dx_0 dy_0 C_k(x_0, y_0) e^{-ik\sin\vartheta\{x_0\cos\varphi + y_0\sin\varphi\}}$$

ist. Dabei muß  $C_k(x_0, y_0)$  eine schnell und unregelmäßig variierende Funktion seiner drei Argumente  $k, x_0, y_0$  sein; denn nur dann entstehen beim Übergang zu nur annähernd periodischen Schwingungen, welcher das Hinzufügen des Zeitfaktors  $e^{i\nu t}$  und eine Integration nach  $K$  bedingt, an verschiedenen Punkten  $x_0, y_0$  voneinander unabhängige, inkohärente Schwingungszustände. Unter dieser Voraussetzung wird aber auch  $K_k(\vartheta, \varphi)$  eine schnell und unregelmäßig veränderliche Funktion von  $k$  sowohl wie von  $\vartheta$  und  $\varphi$ . Für zwei Wertepaare  $\vartheta, \varphi$ , für welche der Faktor

$$e^{-ik\sin\vartheta(x_0\cos\varphi + y_0\sin\varphi)}$$

bei der Integration nach  $x_0$  und  $y_0$  wesentlich verschiedenen Verlauf zeigt, ist sie in ganz verschiedener Art von  $k$  abhängig. Infolgedessen stellt die obige Gleichung das Strahlenbündel als Superposition ebener Wellen dar, welche nur dann mehr oder minder kohärent sind, wenn ihre Richtungen sehr nahe liegen.

3. Die Verallgemeinerung, welche wir vornehmen wollen, beruht ebenso wie der Beweis der Gleichung (1) auf der Betrachtung der Spiegelung und Brechung an einer ebenen Grenzfläche zweier verschiedenen Mittel. Die Brechungsindizes dieser Mittel bezeichnen wir mit  $\nu_1$  und  $\nu_2$ ; sie sind bei einem absorbierenden Körper komplex, und setzen sich aus dem



reellen Brechungsindex  $n$  und dem Extinktionskoeffizienten  $\kappa$  zusammen nach der Formel<sup>1)</sup>

$$(2) \quad v = n(1 - i\kappa).$$

Eine andere Darstellung erhalten wir, wenn wir den absoluten Wert

$$(3) \quad \varrho = n\sqrt{1 + \kappa^2}$$

und das Azimut

$$(4) \quad \psi = -\arctg \kappa$$

einführen, so daß

$$(5) \quad v = \varrho e^{i\psi}$$

wird. Mit  $\vartheta_1$  bezeichnen wir den Einfallswinkel einer ebenen, aus dem ersten Mittel kommenden Welle, mit  $\vartheta_1'$  den zugehörigen Reflexions-, mit  $\tau_2$  den Brechungswinkel. Später müssen wir auch noch die Lage der Einfallsebene gegen irgend eine durch das Einfallslot gehende Ebene festlegen; dies geschieht durch den allen drei Wellen gemeinsamen Winkel  $\varphi$ . Die Amplitude der einfallenden Welle wählen wir als Einheit, die der gespiegelten nennen wir  $p_{12}$  oder  $s_{12}$ , je nachdem die elektrische Feldstärke in der Einfallsebene oder senkrecht dazu schwingt.

Die elektromagnetische Theorie der Spiegelung und Brechung beruht vollständig auf denjenigen Lösungen der Maxwell'schen Gleichungen, welche ebene Wellen in den genannten Richtungen darstellen, und auf den Grenzbedingungen. An der Rechnung ändert sich formal nichts, wenn wir an Stelle der reellen Brechungsindizes, mit denen man das Problem für durchsichtige Körper löst, komplexe Brechungsindizes einführen. Man findet ganz wie in dem ersteren Falle die Beziehungen<sup>2)</sup>:

$$(6) \quad \vartheta_1' = \vartheta_1, \quad \frac{\sin \tau_2}{\sin \vartheta_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\varrho_1}{\varrho_2} e^{i(\psi_1 - \psi_2)},$$

$$(7) \quad p_{12} = \frac{\operatorname{tg}(\vartheta_1 - \tau_2)}{\operatorname{tg}(\vartheta_1 + \tau_2)}, \quad s_{12} = -\frac{\sin(\vartheta_1 - \tau_2)}{\sin(\vartheta_1 + \tau_2)}.$$

Der einzige Unterschied gegen durchsichtige Mittel liegt darin, daß, wenn  $\vartheta_1$  reell ist,  $\tau_2$  komplex, d. h. die gebrochene Welle

1) P. Drude, Lehrbuch der Optik, 2. Aufl. p. 343, Gleichung (19). Leipzig 1906.

2) P. Drude, l. c., p. 264 u. f.

eine sogenannte inhomogene Welle ist. Solche Wellen unterscheiden sich von den gewöhnlichen, homogenen vor allem dadurch, daß bei ihnen außer der Richtung des Strahles noch die Normale der Grenzfläche eine ausgezeichnete Rolle spielt. Wollte man Strahlenbündel aus ihnen zusammensetzen, so könnte man diesen daher im Gegensatz zu den gewöhnlichen keine von der Richtung unabhängige spezifische Intensität zuschreiben. Darin liegt die zu überwindende Schwierigkeit.

4. Die Sachlage wird aber gerade so einfach wie bei durchsichtigen Mitteln, wenn wir den speziellen Fall

$$\psi_1 = \psi_2$$

ins Auge fassen, in welchem die Extinktionskoeffizienten der beiden Mittel übereinstimmen. Dann wird aus (6)

$$\frac{\sin \tau_2}{\sin \vartheta_1} = \frac{n_1}{n_2},$$

also ist auch  $\tau_2$  reell und die gebrochene Welle homogen, sofern nicht  $\sin \tau_2 > 1$  wird, also Totalreflexion eintritt. Diese Gleichung bildet aber zusammen mit der Forderung der Unabhängigkeit der spezifischen Intensität von der Richtung des Strahles und der Lage der Polarisationssebene die *vollständige* Grundlage für die Gleichung (1). Wir schließen daher wie bei durchsichtigen Körpern, daß

$$\frac{\mathfrak{R}_2}{\mathfrak{R}_1} = \frac{n_2^3}{n_1^3},$$

oder, was nach (3) in diesem Fall damit übereinstimmt,

$$\frac{\mathfrak{R}_2}{\mathfrak{R}_1} = \frac{\varrho_2^3}{\varrho_1^3}$$

ist. Aus dieser Beziehung folgt aber in Rücksicht auf die schon erwähnte Proportionalität von  $\mathfrak{R}$  und  $K(T, \nu)$ , daß die Lösung unseres Problems die Form

$$(8) \quad \frac{\mathfrak{R}}{\varrho^3 f(\psi)} = K(T, \nu)$$

haben muß; wobei  $f(\psi)$  eine noch zu bestimmende Funktion von  $\psi$  allein ist, von der wir znnächst nur wissen, daß

$$(8a) \quad f(0) = 1$$

ist, weil im Falle  $n = 1$ ,  $\kappa = 0$  (Vakuum),  $\mathfrak{R} = K(T, \nu)$  sein muß.

5. Wir berechnen jetzt die Energie  $E_{12}$ , welche in der Zeiteinheit durch ein Stück der Grenze von der Größe 1 im

Falle des thermischen Gleichgewichtes vom ersten ins zweite Mittel hindurchgestrahlt wird. Ein linear polarisiertes Strahlenbündel, welches aus der Richtung  $\vartheta_1$  auftritt, liefert dazu den Beitrag

$$(1 - |s_{12}|^2) \mathfrak{R}_1 \cos \vartheta_1 \sin \vartheta_1 d\vartheta_1 d\varphi,$$

oder

$$(1 - |p_{12}|^2) \mathfrak{R}_1 \cos \vartheta_1 \sin \vartheta_1 d\vartheta_1 d\varphi,$$

je nachdem seine elektrische Schwingung senkrecht oder parallel zur Einfallsebene erfolgt. Berücksichtigt man beide Polarisationsrichtungen, und integriert über alle Strahlrichtungen, so findet man für den genannten Energiebetrag den Ausdruck

$$(9) \quad E_{12} = 2\pi \mathfrak{R}_1 \int_0^{\pi/2} (2 - |s_{12}|^2 - |p_{12}|^2) \cos \vartheta_1 \sin \vartheta_1 d\vartheta_1.$$

Ganz ebenso kann man auch die in derselben Zeit durch die gleiche Fläche vom zweiten ins erste Mittel strömende Energie  $E_{21}$  berechnen. Bezeichnet man mit  $\vartheta_2$  den Einfallswinkel einer aus dem zweiten Mittel kommenden, ebenen, homogenen Welle, mit  $\tau_1$  den zugehörigen Brechungswinkel, so daß die Gleichung

$$(10) \quad \frac{\sin \tau_1}{\sin \vartheta_2} = \frac{\varrho_2}{\varrho_1} e^{i(\psi_2 - \psi_1)}$$

an Stelle von (6) tritt, setzt man ferner in Analogie zu (7)

$$(11) \quad p_{21} = \frac{\operatorname{tg}(\vartheta_2 - \tau_1)}{\operatorname{tg}(\vartheta_2 + \tau_1)}, \quad s_{21} = -\frac{\sin(\vartheta_2 - \tau_1)}{\sin(\vartheta_2 + \tau_1)},$$

so ist diese:

$$(12) \quad E_{21} = 2\pi \mathfrak{R}_2 \int_0^{\pi/2} (2 - |s_{21}|^2 - |p_{21}|^2) \cos \vartheta_2 \sin \vartheta_2 d\vartheta_2.$$

Im thermischen Gleichgewichtsfall muß

$$(13) \quad E_{12} = E_{21}$$

sein.

6. Ersetzt man zur Ausführung der Integration in (9) in den Gleichungen (7)  $\tau_2$  durch den sich aus (6) ergebenden Wert, so findet man für die Reflexionskoeffizienten  $|p_{12}|^2$  und  $|s_{12}|^2$  Ausdrücke von der Form

$$|p_{12}|^2 = g \left( \vartheta_1, \frac{\varrho_1}{\varrho_2}, |\psi_1 - \psi_2| \right),$$

$$|s_{12}|^2 = h \left( \vartheta_1, \frac{\varrho_1}{\varrho_2}, |\psi_1 - \psi_2| \right),$$

wo  $g$  und  $h$  gewisse Funktionen der angegebenen Argumente sind, deren Form uns nicht interessiert; daß ein Zeichenwechsel der Differenz  $\psi_1 - \psi_2$  keinen Einfluß auf sie hat, geht daraus hervor, daß ein solcher mit einer Vertauschung von  $+i$  und  $-i$  in (6) identisch ist; er ändert aber gemäß der Definition des absoluten Wertes einer komplexen Größe an den absoluten Werten  $|s_{12}|$  und  $|p_{12}|$  nichts. Entsprechend ist nach (10) und (11)

$$|p_{21}|^2 = g\left(\vartheta_2, \frac{\varrho_2}{\varrho_1}, |\psi_2 - \psi_1|\right),$$

$$|s_{21}|^2 = h\left(\vartheta_2, \frac{\varrho_2}{\varrho_1}, |\psi_2 - \psi_1|\right).$$

Nun wählen wir

$$\varrho_1 = \varrho_2;$$

dann wird bei gleichen Werten von  $\vartheta_1$  und  $\vartheta_2$

$$|p_{12}|^2 = |p_{21}|^2, \quad |s_{12}|^2 = |s_{21}|^2,$$

sodaß nach (9), (12) und (13)

$$\mathfrak{R}_1 = \mathfrak{R}_2$$

wird. Nach (8) und (8a) schließen wir hieraus

$$f(\psi_1) = f(\psi_2) = 1,$$

d. h. nach (3)

$$(14) \quad \left| \frac{\mathfrak{R}}{n^2(1+x^2)} = K(T, \nu) \right|.$$

*Dies ist die allgemeinste Form des Kirchhoffschen Gesetzes, insofern es sich auf die spezifische Intensität in isotropen Körpern bezieht.*

7. Der Emissionskoeffizient  $\varepsilon$ , definiert durch die Forderung, daß  $8\pi\varepsilon d\nu d\tau dt$  die Energie sein soll<sup>1)</sup>, welche das Volumenelement  $d\tau$  in der Zeit  $dt$  als Strahlung des Spektralbereiches  $d\nu$  emittiert (unter  $\nu$  verstehen wir die Schwingungszahl), hängt mit der spezifischen Intensität und dem Absorptionskoeffizienten

$$(15) \quad \alpha = \frac{4\pi\nu}{c} n\kappa$$

1) M. Planck, l. c. Gleichung (1) und (2).

zusammen nach der Gleichung<sup>1)</sup>

$$(16) \quad \frac{\varepsilon}{\alpha} = \mathfrak{R}.$$

Infolgedessen ist auch

$$(17) \quad \frac{s}{n^2 \kappa (1 + \kappa^2)} = \frac{4 \pi \nu}{c} K(T, \nu)$$

eine universelle Funktion von Temperatur und Schwingungszahl.  
(Vgl. Abschnitt 9.)

8. Auf dem hier beschrittenen thermodynamisch-optischen Wege vorläufig nicht zu bestimmen ist die Energiedichte  $u$  der Strahlung im Gleichgewichtszustand; sie ist aus der spezifischen Intensität nach der Gleichung<sup>2)</sup> zu berechnen:

$$(18) \quad u = \frac{8 \pi \mathfrak{R}}{q},$$

wo  $q$  die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Strahlung bedeutet. Wie diese sich aus den optischen Konstanten bestimmt, ist nämlich noch nicht klargestellt. Daß sie in durchsichtigen Körpern mit der sog. Gruppengeschwindigkeit

$$\frac{c}{n + \nu \frac{dn}{d\nu}}$$

zusammenfällt, legt die Vermutung nahe, daß sie auch bei absorbierenden Körpern im allgemeinen nicht nur von den optischen Konstanten für eine bestimmte Schwingungszahl, sondern von dem Verlauf der Dispersions- und Absorptionskurve abhängig ist.

Legt man eine speziellere optische Theorie zugrunde, etwa die Elektronentheorie, so kann man unabhängig von der Gleichung (18) die Energiedichte berechnen. Man ermittelt zu diesem Zweck zunächst die Energiedichte in einer ebenen Welle, deren Amplitude man so bestimmt, daß beim Übergang zu einem Strahlenbündel der Pointingsche Vektor gleich  $\mathfrak{R} d\Omega d\nu$  wird. Die Integration über alle Richtungen, welche einfach  $d\Omega$  durch  $4\pi$  ersetzt, nebst Division durch  $d\nu$  liefert dann den gesuchten Ausdruck; er enthält natürlich sämtliche

1) M. Planck, l. c. Gleichung (27).

2) M. Planck, l. c. Gleichung (24).

Konstanten der Dispersionsformel, d. h. Massen, Ladungen, Eigenperioden und Dämpfungskonstanten aller Arten von Elektronen sowie ihre Anzahl pro Volumeinheit.<sup>1)</sup> Ein erheblich einfacheres Resultat findet man bei diesem Verfahren nach der Maxwellschen Theorie, nämlich:

$$(19) \quad \frac{u}{n^2(1 + \kappa^2)} = \frac{8\pi}{c} K(T, \nu).$$

In den Spektralbereichen, in welchen die optischen Eigenschaften der Metalle gut durch ihre elektrische Leitfähigkeit dargestellt werden, dürfte diese Gleichung eine brauchbare Näherung darstellen. Der ihr nach (18) entsprechende Wert der Strahlungsgeschwindigkeit  $q$  wäre  $c/n$ , d. h. wesentlich kleiner als die Geschwindigkeit  $c: \sqrt{\text{Dielektrizitätskonstante des Wellenkopfes}}$ .

Setzt man in (19) für  $K(T, \nu)$  den der Planckschen Spektralformel entsprechenden Wert und für  $n$  und  $\kappa$  die aus der Maxwellschen Theorie folgenden Ausdrücke ein, so kann man durch Integration nach der Schwingungszahl  $\nu$  die gesamte Strahlungsdichte berechnen, wenigstens für so niedrige Temperaturen, daß nur Schwingungszahlen, für welche sich  $n$  und  $\kappa$  auf dem angegebenen Wege richtig berechnen lassen, eine Rolle spielen. Durch Differentiation nach der Temperatur kann man dann auch ermitteln, welcher Anteil der spezifischen Wärme des Körpers der Strahlung in ihm zuzuschreiben ist. Trotz des großen Wertes des Brechungsindex  $n$  ergab die Rechnung für Kupfer, daß dieser Anteil ganz unbedeutend ist und um mehrere Zehnerpotenzen unterhalb der Grenzen der Meßgenauigkeit liegt.

9. Wir haben bisher keinen Unterschied gemacht zwischen der Absorption und der Zerstreuung der Strahlung, da in stark absorbierenden Mitteln die letztere nur eine untergeordnete Rolle spielt. Der Extinktionskoeffizient  $\kappa$  bestimmt nun zunächst die Schwächung ohne Rücksicht darauf, welche dieser beiden Erscheinungen die Ursache ist. *Daher ist Gleichung (14) unverändert auf absorbierende, trübe Mittel anzuwenden; und*

1) Die Geschwindigkeit des Wellenkopfes ist in diesem Falle stets gleich der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. (Vgl. A. Sommerfeld, Physik. Zeitschr. S. p. 841. 1907.)

ebenso die Betrachtungen unter 8. Dagegen gelten die Gleichungen (15) und (17) nur unter Vernachlässigung der Zerstreuung; im allgemeinen wäre (15) zu ersetzen durch

$$\alpha + \beta = \frac{4\pi\nu}{c} n\kappa,$$

wo  $\beta$  der Zerstreuungskoeffizient ist.<sup>1)</sup> Den Emissionskoeffizienten  $\varepsilon$  kann man dann nur in dem Falle bestimmen, daß man die Anteile der Absorption und Zerstreuung an der Schwächung der Strahlung trennen kann. Wäre beispielsweise wie in der Planckschen Dispersionstheorie gar keine Absorption, sondern nur Zerstreuung anzunehmen, so wäre selbstverständlich  $\varepsilon = 0$ , ohne daß gleichzeitig  $\kappa$  verschwindet.

München, April 1910.

1) M. Planck, l. c. § 8.

(Eingegangen 22. April 1910.)



### 8. *Scheinbare chemische Anziehungen; von Raphael Ed. Liesegang.*

(Aus dem Neurologischen Institut, Dir. L. Edinger,  
Frankfurt-Main.)

Es wurde vor einiger Zeit darauf hingewiesen, daß bei Diffusionen in Gallerten Erscheinungen auftreten können, welche den Anschein erwecken, als handele es sich um die Anziehung z. B. zweier naszierender Chlorsilbermassen auf Entfernungen bis zu 1 cm und mehr.<sup>1)</sup> Während nämlich ein Tropfen Silbernitratlösung, den man auf eine chlornatriumhaltige Gelatine-Gallertschicht aufsetzt, sich nach allen Seiten gleichmäßig durch Diffusion unter Chlorsilberbildung ausbreitet, entstehen erhebliche Deformationen dieses im Normalen kreisförmigen, wenn man in einem Abstand von mehreren Zentimetern Entfernung einen zweiten Silbernitrat tropfen aufgesetzt hatte. Die Chlorsilbermassen wachsen von einem gewissen Zeitpunkt ab viel stärker aufeinander zu als nach den anderen Richtungen.

Bei den damaligen Versuchen wurde immer mit zwei Reagentien gearbeitet, welche Niederschläge geben. Es konnte damit die Stimmung erweckt werden, daß die Membrane (im Sinne Pringsheims<sup>2)</sup>), welche dabei entstehen können, von prinzipieller Bedeutung für die Entstehung des Phänomens sein könnten. Eine Versuchsreihe mit Chemikalien, die beim Zusammentreffen keinen Niederschlag gaben, zeigte aber, daß letzteres nicht der Fall sei.

1) R. E. Liesegang, Ann. d. Phys. 19. p. 406. 1906; „Chemische Reaktionen in Gallerten,“ Leipzig 1898.

2) N. Pringsheim, Jahrb. wiss. Bot. 28. p. 1. 1905.

## Von einer warmen Lösung von

Wasser . . . .	100 g
Gelatine . . . .	7 g
Zitronensäure . .	$\frac{1}{3}$ g,

die durch Lackmus rot gefärbt war, wurden 40 g auf einer Glasplatte von etwa 200 qcm Oberfläche ausgebreitet und nach dem Erstarren (nicht Trocknen!) der Schicht, Tropfen von je  $\frac{1}{2}$  g einer 10proz. Natronlauge darauf gesetzt. Durch Seitwärtsdiffusion wuchsen diese blauen Kreise von ursprünglich 13 mm Durchmesser auf solche von 26 mm Durchmesser. Die blaue Färbung sprang haarscharf an der Diffusionsgrenze in die normale rote über. — Waren die Tropfen zu dicht nebeneinander gesetzt worden, so treten Deformationen der Kreise ein. So in einem Fall, bei dem der Abstand der ursprünglichen Tropfengrenzen 22 mm betragen hatte. Der Zwischenraum von 9 mm war auch blau geworden. Das Alkali war hier also nicht  $6\frac{1}{2}$  mm, wie an den unbeeinflussten Stellen vorgeedrungen, sondern 11 mm.

Ähnliche Pseudoattraktionen zwischen zwei in Säuregallerte vordringenden Alkalidiffusionen kann man auch bei Veränderung der Konzentrationen (innerhalb eines gewissen Grades) und bei Verwendung anderer Alkalien und Säuren feststellen. Nur ist bei letzterer Änderung zu beachten, daß bei Verwendung z. B. von Trialkaliphosphat oder von Phosphorsäure der Übergang von Blau zu Rot nicht so plötzlich ist. Es kann sich dann eine schmale Zone dazwischen lagern, in welcher der Lackmus durch eine Violettfärbung eine neutrale Reaktion anzeigt. Der Grund hierfür braucht nicht in einer verschiedenen Ionenwanderung gesucht zu werden, wie es Durrant<sup>1)</sup> tat, sondern er ist zu finden in der Ausbreitung der neu entstandenen Phosphate.

Wenn früher von einer Tendenz der Chlorsilbermassen, aufeinander zuzuwachsen, gesprochen wurde, wurde damit eigentlich eine falsche Vorstellung erweckt: Das, was aufeinander zuwächst, sind nämlich ursprünglich die Silbernitrat-

1) R. G. Durrant, Proc. Roy. Soc. (A) 78. p. 342. 1906.

diffusionen. Die Chlorsilberbildung ist nur die auffallende Indikation. Dabei ist letztere aber nicht entfernt so vollkommen, wie diejenige durch Lackmus beim Alkalisäureversuch. Denn während der Lackmus überall liegen geblieben ist, ist das Chlornatrium von einzelnen Stellen vollkommen weggezogen und das Silbersalz kann sich deshalb nicht überall, wo es vorhanden ist, durch Chlorsilberbildung anzeigen. Und setzt man der Gallerte außer dem Chlornatrium etwas Kaliumbichromat zu, wie es bei der früheren Versuchsreihe geschah, so wird auch dessen Indikatorwirkung dadurch gestört, daß es nicht unbeweglich an dem ursprünglichen Ort liegen bleibt.

In der Bewegung des Chlornatriums in der Gallertschicht war überhaupt die Ursache der scheinbaren Anziehungen erkannt worden: In der Verteilung, wie es ursprünglich in der Gallerte sich befand, ist kein Grund zu einer Bewegung vorhanden. Denn überall sind (ehe ein Eintrocknen beginnt) gleich viele gelöste Chloridmoleküle vorhanden. Ein aufgesetzter Tropfen Silbernitrat bringt aber sofort eine Störung der Ruhe: Dort, wo sich Chlorsilber bildet, tritt eine Verarmung an gelöstem Chlorid ein, und bei dessen Tendenz, sich in dem erreichbaren Raum gleichmäßig zu verteilen, tritt eine Wanderung nach der Fällungsgegend ein. Kann nun von irgend einem Orte aus weniger als normal nachdiffundieren, so bildet sich dort ein chlorarmer Bezirk. Dies ist der Fall an den Rändern der Gallerte und in doppelt starkem Maß da, wo sich zwei Silbernitratropfen gegenüberstehen.

Da das Silbernitrat andererseits in einer Gallerte in einer gegebenen Zeit um so weiter vordringt, je weniger Chlornatrium es dort findet, erklärt sich das raschere Aufeinanderzuwachsen, und zwar ohne daß man Membranwirkungen dabei anzunehmen braucht.

Bei dem Versuch mit Alkalien und Säuren kann der säurearme Hof in eigenartiger Weise bemerkbar sein. Eine Verminderung der Lackmusrötung ist zwar nicht zu sehen, weil die zurückbleibenden Säurespuren zur Erhaltung dieser Färbung genügen. Aber die Quellung der Gallerte ist in

einem Bereich von mehreren Millimetern um die Grenze des Blauen herum eine andere. — Es sei nur nebenbei erwähnt, daß bei derartigen Quellungen und Schrumpfungen von Gallerten nicht nur rein osmotische Geschehnisse in Betracht kommen<sup>1)</sup>, sondern daß besonders auch das Verhältnis des Gallertbildenden zu den verschiedenen Chemikalien zu berücksichtigen ist.<sup>2)</sup>

Von den Höfen um die in Chlornatriumgallerte entstehenden Chlorsilberkreise wurde früher erwähnt, daß sie ein auffallend steiles Konzentrationsgefälle besäßen: Daß der Chlornatriumgehalt in einem Abstand von z. B. einigen Zentimetern ganz unverändert sei, in deren Nähe aber außerordentlich rapid abnehme. Es würde sich daraus auch die Tatsache erklären, daß auffallende Beeinflussungen in größeren Entfernungen sich nicht gezeigt hatten. Aber dieser Glaube, welcher die Theorie einer sehr beschleunigten Diffusion des Chlornatriums in der direkten Umgebung des Silbernitratkreises zur Folge hatte, muß doch einer Kritik unterworfen werden. Zunächst ließen sich ganz augenfällige Wirkungen auf weitere Abstände feststellen. Als 40 g einer Lösung von

Wasser . . . . .	100 g
Gelatine . . . . .	7,5 g
Chlorcalcium (entwässert) . . . . .	1 g
Kaliumbichromat . . . . .	1,5 g

auf eine Glasplatte von 200 qcm Oberfläche ausgebreitet und Tropfen von je  $\frac{1}{3}$  g einer 20 proz. Silbernitratlösung darauf gesetzt wurden, war die Lage der roten Silberchromatflecken innerhalb der weißen Chlorsilberkreise selbst dann noch aufeinander zu orientiert, wenn die letzteren 2 cm oder noch mehr Abstand voneinander hatten.<sup>3)</sup> — Es stellte sich ferner heraus,

1) Z. B. auch bei der Schrumpfung der Bindesubstanzen bei beginnender Ossifikation, vgl. R. E. Liesegang, „Beitr. z. e. Kolloidchemie des Lebens“ 56. Dresden 1909.

2) M. H. Fischer, Kolloidchem. Beihefte 1910.

3) Die Verarmung an Kaliumbichromat, die sich bis zu den relativ fernen Kreisen erstreckt, läßt sich hierbei rein optisch leicht nachweisen,

daß bei der Beurteilung des Chlorgehalts unter diesen Verhältnissen ganz erhebliche Täuschungen möglich sind. Die Prüfung wurde gewöhnlich folgendermaßen vorgenommen: Die Schicht, in welche das Silbernitrat von den Tropfen aus eine Zeitlang eindiffundiert war, wurde vollkommen bestrichen mit einer (nicht zu schwachen) Silbernitratlösung. Aus der Verteilung dieser neuen Chlorsilbertrübung wurde dann auf die ungewöhnliche Chlorarmut in der Umgebung der zuerst entstandenen Chlorsilbergebiere geschlossen. Bei einem eingehenden Studium stellte es sich aber heraus, daß man nicht immer berechtigt ist, aus dem Grad der Trübung Schlüsse zu ziehen auf den Chlorsilbergehalt. Denn der Gehalt an letzterem kann bei zwei Gallertpräparaten genau gleich und doch das eine fast ganz klar, das andere von einer sehr dichten Trübung erfüllt sein. Für dieses optische Verhalten ist es nämlich von der größten Bedeutung, ob das Chlorsilber ungerieft oder ob es gereift ist: ob seine Moleküle noch getrennt voneinander liegen, oder ob sie zu größeren Molekülkomplexen zusammengetreten sind. Bildet sich eine nicht allzu große Chlorsilbermenge bei Abwesenheit eines Überschusses in der Gallerte, so bleibt diese ziemlich klar. Ein Chlornatriumüberschuß veranlaßt, wie Lüppo-Cramer<sup>1)</sup> nachwies, Reifung, also Trübung. (Dadurch wird auch das einen Chemiker stutzig machende Experiment erklärlich, das eine fast klare Chlorsilbergelatine-Gallertschicht, die in Wirklichkeit keinen Silbernitratüberschuß enthält, beim Überstreichen mit Chlornatriumlösung doch einen solchen anzuzeigen scheint. Tatsächlich tritt aber keine Neubildung von Chlorsilber, sondern nur eine Reifung ein.) Ein solches Versagen der Reifung findet in der Umgebung der alten Chlorsilberkreise statt. Dazukommen kann noch ein Wandern des naszierenden neuen Chlorsilbers zum alten hin. Jedenfalls brauchen die Höfe durchaus nicht so chlorarm zu

wenn man eine photographische Kontaktkopie von den Schichten macht. Bei chromatfreien Präparaten lassen sich gegenseitige Orientierungen im Innern der Diffusionskreise auch mittels photochemischer Effekte erkennbar machen, indem das Chlorsilber an den Stellen, welche noch einen Silbernitratüberschuß enthalten, dunkler färbt.

1) Lüppo-Cramer, Kolloid. Zeitschr. 5. p. 249. 1909.

sein, wie es bei dieser Prüfungsart aussieht und damit das Konzentrationsgefälle auch nicht dermaßen steil, wie es zuerst scheint.

Von außerordentlicher Bedeutung für das Zustandekommen der Fernwirkung ist natürlich die Beweglichkeit der in der Gallerte verteilten Substanz. Diffundiert sie darin kaum oder gar nicht, so bleibt die Hofbildung aus. Wenn letzteres z. B. beim Eindringen von Silbernitrat in eine Gelatinegallerte mit gereinigtem Hühnereiweiß der Fall ist, so kann dies als Kriterium für das ungemein schlechte Wandern des Albumins gelten. — Bringt man auf eine Gallertschicht, welche emulsiertes ungereiftes Chlorsilber enthält, in einigem Abstand voneinander zwei Tropfen Chlornatriumlösung, so bewirken diese bei ihrem Eindiffundieren die Reifung des Chlorsilbers. Der Umstand, daß keine Fernwirkungen dabei stattfinden und daß dort, wo die Reifungsströme nachher zusammenstoßen, kein Hof auftritt, ist von Bedeutung für den Mechanismus des Zusammentritts zu Molekülkomplexen bei dieser Versuchsanordnung. Das Chlornatrium bewirkt dies durch seine Fähigkeit, Chlorsilber lösen zu können. Aber die Spuren Chlornatrium an der äußeren Diffusionsgrenze genügen noch nicht, um dem Chlorsilber ein sichtbares Wanderungsvermögen zu erteilen. — Ist andererseits das Wanderungsvermögen jener Substanz, welche der Gallerte zugesetzt worden war, besonders groß — auch im Verhältnis zur Wanderungsgeschwindigkeit der Tropfensubstanz, so werden die Höfe besonders weit. Deshalb gelingen die Pseudoattraktionsversuche so viel besser, wenn man die Säure in die Gallerte bringt und das Alkali für die Tropfen benutzt, als bei der umgekehrten Versuchsanordnung. Deshalb werden auch die Höfe um die Silbernitratkreise noch größer, wenn man statt des Chlornatriums das Brom- oder Jodsalz benutzt.

*Zusammenfassung.* Das besonders zum Verständnis einiger biologischer Prozesse wichtige Phänomen, daß z. B. zwei Silbernitratdiffusionen in einer Chlornatriumgallerte viel stärker aufeinander zu als nach den anderen Richtungen wachsen, zeigt sich auch dann, wenn man Stoffe benutzt, die bei ihrer Reaktion keinen Niederschlag bilden; so bei vielen Alkalien und

Säuren. Niederschlagsmembranen spielen also keine wesentliche Rolle bei der Entstehung der scheinbaren chemischen Anziehung. Die Wirkung kommt auch hier dadurch zustande, daß jener (diffusible) Körper, welcher der Gallerte zugesetzt worden war (z. B. die Säure), an den beeinflussten Stellen schwächer wird und so dem Vordringen der Tropfensubstanz (z. B. dem Alkali) dort einen geringeren Widerstand entgegengesetzt.

(Eingegangen 4. Mai 1910.)



9. Über das sogenannte  
*Le Chatelier-Braunsche Prinzip;*  
 von F. Braun.

Von Le Chatelier<sup>1)</sup> ist 1884 ein allgemeiner Satz, welcher sich auf Zustandsänderungen von Systemen bezieht, axiomatisch ausgesprochen worden, welcher in der von Le Chatelier angenommenen Allgemeinheit nicht richtig ist; ich selber wurde unabhängig von Le Chatelier zu einem ähnlichen Satz geführt, dessen Gültigkeit ich aber enger eingrenzte und zu beweisen versuchte.<sup>2)</sup> Dieser Beweis ist mangelhaft. Ich glaube, durch das Folgende den wahren Inhalt und die Grenzen des Satzes feststellen zu sollen. Damit korrigieren sich von selber unberechtigte Ausdehnungen desselben.

Ein System bestehe aus zwei Bestandteilen (Phasen; z. B. Salz und gesättigte Lösung desselben), welche im Gleichgewicht sind; dasselbe sei durch zwei Parameter  $x$  und  $y$  bestimmt. In jedem Bestandteile des Systems werde ein Parameter  $x$  um dasselbe Stück  $dx$  verändert und die beiden so geänderten Systemteile wieder zusammengebracht; das Gleichgewicht sei durch die Änderungen verschoben worden (Fälle indifferenten Gleichgewichts seien, wie auch früher, ausgeschlossen); nach dem Zusammenbringen stelle sich das Gleichgewicht von selber wieder her; bei diesem Vorgange soll das System keine Energie mit der Umgebung austauschen können. Diese Nebenbedingung

1) Le Chatelier, Compt. rend. 99. p. 788. 1884.

2) F. Braun, Göttinger Nachrichten 7. Sept. 1887; Ann. d. Phys. 33. p. 337. 1888.

hatte ich seinerzeit nicht eingeführt; sie ist aber für die folgende Ableitung wesentlich.

Die Sache selber ist sehr einfach; da es aber der Allgemeinheit nichts schadet, wenn ich ein spezielles Beispiel zugrunde lege, während die Voraussetzungen damit klarer zum Ausdruck kommen, so sei als System gewählt: Salz und gesättigte Lösung des Salzes. Die Parameter seien Druck  $p$  und Temperatur  $t$ .

A. Es sei der Einfachheit halber  $p = 0$  gesetzt. Salz und Lösung mögen, voneinander getrennt um  $\Delta t$  erwärmt werden;  $E$  sei die ganze innere Energie der beiden Systemteile; dann ist dem System zugeführt worden die innere Energie

$$(a) \quad \frac{dE}{dt} \Delta t.$$

Beide Teile werden nun wieder zusammengebracht, gegen jeden Energieaustausch geschützt.

Wenn das System sich nun wieder in Gleichgewicht setzt, so wird sich eine andere Temperatur  $t + \bar{\Delta t}$  einstellen und eine Salzmenge  $dm_1$  sich ausscheiden oder auflösen. Nach Voraussetzung ist dann

$$(b) \quad \frac{\partial E}{\partial t} \bar{\Delta t} + \frac{\partial E}{\partial m_1} dm_1 = \frac{\partial E}{\partial t} \Delta t.$$

Falls  $(\partial E / \partial m_1) dm_1$  positiv ist, so folgt unmittelbar  $\bar{\Delta t} < \Delta t$ , d. h. der um  $\Delta t$  willkürlich geänderte Parameter macht beim Übergang in die neue Gleichgewichtslage eine rückläufige Bewegung, wie es das in Rede stehende Prinzip postuliert. Der Bedingung, daß das System stetig veränderlich sei, welche die Grundlage der Betrachtung war, ist genügt.

Derselben Bedingung könnte aber — rein energetisch — auch genügt werden, wenn die willkürliche Änderung  $\Delta t$  sich noch um eine gewisse Strecke in demselben (positiven) Sinne fortsetzte und dann Halt machte; aus (b) folgt

$$\frac{\partial E}{\partial t} (\bar{\Delta t} - \Delta t) = - \frac{\partial E}{\partial m_1} dm_1.$$

$\partial E / \partial t$  ist positiv,  $\overline{\Delta t} - \Delta t$  könnte auch positiv sein, wenn die rechte Seite positiv wäre — und über die letztere läßt sich a priori nichts aussagen.

Hier setzt eine Hilfsvorstellung ein (die vielleicht als Axiom aufzufassen ist). Der physikalische Vorgang ist offenbar folgender: Dadurch, daß beide Phasen um  $\Delta t$  erwärmt (und dann wieder zusammengebracht) wurden, verschob sich das Gleichgewicht, und die Einstellung in das neue Gleichgewicht bedingt wieder eine Temperaturänderung. Diese kann aber bei stetig veränderlichem System nicht wieder eine Temperaturerhöhung sein. Denn wenn der Übergang in eine neue Gleichgewichtslage erst bedingt ist durch eine von außen hervorgebrachte Temperatursteigerung, so erscheint es unnatürlich, daß die Ursache des Vorganges durch ihre Folgen wieder gesteigert werde. Ein solcher Vorgang würde ein turbulenter oder explosionsartiger sein. Das System würde (wenigstens innerhalb eines gewissen Gebietes) kein stetig veränderliches sein. Der Umsatz  $(\partial E / \partial m_1) dm_1$  der inneren Energie würde endlich werden.

B. Man habe dasselbe System und ändere bei konstanter Temperatur den Druck  $p$  in beiden Phasen um  $+\Delta p$ ; man bringe die Phasen dann wieder zusammen unter den angegebenen Bedingungen (also adiabatisch und bei konstantem Volum). Es wird jetzt, wenn analoge Bezeichnungen gelten,

$$(c) \quad \frac{\partial E}{\partial p} \Delta p = \frac{\partial E}{\partial p} \overline{\Delta p} + \frac{\partial E}{\partial m_1} dm_1 + \frac{\partial E}{\partial t} dt.$$

Hier gelten dieselben Folgerungen; der ganze Betrag

$$\frac{\partial E}{\partial m_1} dm_1 + \frac{\partial E}{\partial t} dt$$

muß positiv sein, sonst würde  $\Delta p$  zunehmen usw.

Der Satz ist anwendbar auf alle Systeme, welche so beschaffen sind, daß man (in Gedanken) die Bestandteile trennen und in jedem derselben einen Parameter allein ändern kann. Der willkürlich, aber unendlich wenig geänderte Parameter muß dann durch die Herstellung des Gleichgewichts sich rückläufig ändern; das heißt nichts anderes als: die innere Energie,

welche dem System zugeführt wurde und die Gleichgewichtsänderung verursacht, wird teilweise umgesetzt in eine zweite Energieart; erst die Vermehrung dieser zweiten um einen ganz bestimmten, gleichfalls unendlich kleinen Betrag ermöglicht den neuen Gleichgewichtszustand; und umgekehrt ist auch nur durch diese Bedingungen die stetige Veränderlichkeit des Systems ermöglicht.

Zu derartigen Systemen gehören auch z. B. ein galvanisches Element und ein damit geladener Kondensator.

Bei manchen Systemen, wie Salz und Salzlösung, lassen sich die Parameter der festen Phase (Druck und Temperatur) im positiven und negativen Sinne ändern, die der flüssigen dagegen in dieser Allgemeinheit nur, weil wir Lösungen auch im Zustande der Übersättigung kennen. In anderen Systemen, wie Eis und Wasser, festes und geschmolzenes Paraffin ist auch die Variation der Parameter der festen Phase eine beschränktere.<sup>1)</sup> Trotzdem bleibt der Satz anwendbar; man kann z. B. in beiden Phasen die Temperatur unter den Gefrierpunkt gebracht denken; die Erfahrung zeigt, daß dann (überkaltetes Wasser) beide Phasen, jede für sich, ohne Phasenumwandlung bestehen bleiben. Ebenso läßt sich immer eine dieser Bedingung genügende (positive oder negative) Druckänderung finden.

Bei einphasigen Systemen dagegen kennen wir nicht die Möglichkeit, den einen Parameter z. B. den Druck willkürlich zu ändern und erst dadurch den anderen, etwa die Temperatur, zu beeinflussen. Nur durch eine Fiktion, deren Berechtigung nicht erwiesen ist, würde man den Satz auf dieselben ausdehnen können. Andererseits widersprechen aber aus demselben Grunde die Tatsachen (auch wo es so scheinen könnte, z. B. daß eine Druckerhöhung mit einer Temperatursteigerung, die ihrerseits wieder wie erhöhter Druck wirkt, verbunden ist)

---

1) Allerdings läßt sich auch überhitztes Eis realisieren, indem man den Druck erhöht; und es wäre von Interesse, den zeitlichen Umsatz der durch Drucksteigerung hervorgebrachten inneren Energieänderung in molekulare zu verfolgen. Überhitztes Eis ist auch vorhanden in dem bekannten Versuch, wo ein belasteter dünner Draht sich durch einen Eisblock hindurchsägt. Hier ist die ganze Änderung der inneren Energie gleich Null.

dem Prinzip nicht. Systemen gegenüber, auf welche wir es anwenden können (da wir die Vorgänge zeitlich zu trennen vermögen und bei denen es sich auch immer tatsächlich bestätigt findet), würden wir nämlich, wenn diese Trennungsmöglichkeit fehlte, in derselben Lage sein, wie einphasigen Systemen gegenüber. Es könnte also ein allgemeiner Satz vorliegen, den wir aber nur bei gewissen Systemarten experimentell zu fassen imstande sind.

(Eingegangen 12. Mai 1910.)

10. *Beitrag*  
*zur Kenntnis des Kanalstrahlenspektrums;*  
*von B. Strasser.*

Die Untersuchungen über den Dopplereffekt bei Kanalstrahlen haben zu dem Ergebnis geführt, daß neben den nach Violett verschobenen, „bewegten“ Spektrallinien des Gases auch stets die „ruhenden“ Linien zur Emission gelangen.

Die Ursache für das Auftreten der ruhenden Linien besteht nach der Ansicht von J. Stark<sup>1)</sup> darin, daß beim Zusammenstoß der bewegten Kanalstrahlenteilchen mit ruhenden Gasmolekülen diese durch den Stoß Deformationen erleiden und dabei innere oszillatorische Energie aufnehmen; die Lichtemission findet während des Zusammenstoßes oder unmittelbar nach einem solchen statt.

Es ist der Zweck dieser Arbeit, zu zeigen, daß in der Tat die bewegten Kanalstrahlenteilchen durch Stoß ruhende Gasmoleküle zur Emission ihres Spektrums veranlassen können.

Die Kanalstrahlen wurden in Wasserstoff erzeugt und traten darauf in einen Raum ein, der mit einem anderen Gase gefüllt war. Hier traten in dem Kanalstrahlenbündel neben den Wasserstofflinien auch die Linien des ruhenden Gases auf. Da es bisher nicht gelungen ist, Kanalstrahlen aus einer geschlossenen Vakuumröhre austreten zu lassen, bediente ich mich bei diesem Versuche eines zuerst von W. Wien<sup>2)</sup> angegebenen Verfahrens, welches es ermöglicht, in einer Entladungsröhre an zwei durch ein enges Rohr voneinander getrennten Stellen verschiedene Gasdrucke dauernd herzustellen.

Die in dem Teil *E* der Entladungsröhre erzeugten Wasserstoffkanalstrahlen (Fig. 1) treten durch die Durchbohrung der Kathode *K* und gelangen durch die Kapillare *C* in die weite Röhre *B*. Die Kapillare hat eine Länge von 6 cm und

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 21. p. 430. 1906.

2) W. Wien, Ann. d. Phys. 27. p. 1025. 1908.

einen inneren Durchmesser von 2 mm. Unmittelbar hinter dem Ende der Kapillaren *C* sind zwei weite Röhren angesetzt, von denen die eine mit einer Gaedepumpe verbunden ist, während die andere ein Gefäß trägt, welches mit Kokusnußkohle angefüllt ist. In den Entladungsraum *E* strömt durch den Ansatz *H* durch eine enge Thermometerkapillare beständig aus einem Behälter reiner Wasserstoff ein. Er wird nach Durchströmen der Kapillaren *C* teils von der Gaedepumpe, teils von der durch flüssige Luft gekühlten Kohle wieder fortgeschafft. Durch Regulieren des Druckes des Wasserstoffes in dem Vorratsraum kann man die Entladung bei jeder gewünschten Spannung stattfinden lassen.

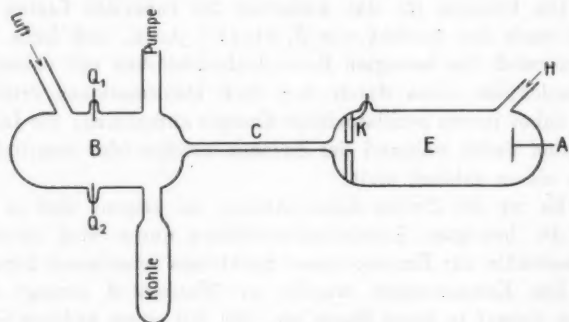


Fig. 1.

In den weiten Teil *B* der Vakuumröhre tritt ebenfalls durch eine Thermometerkapillare ein zweites Gas — es wurde meist Luft verwendet — ein. Das einströmende Gas wird sofort von der Kohle absorbiert und gelangt nicht durch die Kapillare *C* in den Entladungsraum *E*.

In dem Beobachtungsraum waren noch zwei Querelektroden  $Q_1$  und  $Q_2$  eingeschmolzen; schickt man zwischen ihnen Entladungen durch die Röhre, so kann man an einer parallel geschalteten Funkenstrecke sich ungefähr ein Urteil über den in dem Beobachtungsraum *B* herrschenden Druck bilden. Soweit es möglich war, wurde versucht, das Zuströmen von Wasserstoff und von Luft so zu regulieren, daß die Gasdrucke in *E* und in *B* die gleichen waren.



Es ist zweckmäßig, die Versuche bei tiefen Drucken auszuführen, da sich dann die Kanalstrahlen zu einem eng begrenzten Bündel nach der Röhrenachse zusammenziehen und so zum größten Teil auch durch die Durchbohrung der Kathode und durch die Kapillare *C* hindurchgehen. Die Kanalstrahlen bilden auf diese Weise einen intensiven, auch in größerer Entfernung von der Kathode nur wenig diffus verlaufenen Lichtstrahl.

Subjektiv ergeben die Beobachtungen folgendes: Vor der Kathode, in der ersten Kathodenschicht, sieht man mit einem kleinen Taschenspektroskop ausschließlich die Wasserstofflinien. Dicht hinter der Kathode, in den Kapillaren *C*, sind ebenfalls nur die Wasserstofflinien wahrzunehmen. Bei weiterer Entfernung von der Kathode werden in dem Kanalstrahlenbündel auch die Linien der Luft, besonders die violetten Banden des Stickstoffes sichtbar und erreichen das Maximum ihrer Intensität am Anfang der Beobachtungsröhre, etwa da, wo der Ansatz zum Kohlengefäß sich befindet. Hier erscheint der Kopf einer violetten Stickstoffbande sogar intensiver als die benachbarte Wasserstofflinie  $H_{\gamma}$ .

In Übereinstimmung mit diesen subjektiven Beobachtungen stehen die Ergebnisse der photographischen Aufnahme. Die Vakuumröhre war in einem Winkel von etwa  $45^{\circ}$  gegen die Horizontale geneigt aufgestellt. Durch eine Kondensorlinse wurde das Kanalstrahlenbündel auf den Spalt des Spektrometers abgebildet. Man erhält auf diese Weise das spektral zerlegte Licht der verschiedenen Teile des Strahlenbündels gesondert auf der photographischen Platte. Die Länge der Linien des Spektrums auf der photographischen Platte betrug 3,5 cm.

Mit einem Hartmannschen Mikrophotometer wurden die Schwärzungen der blauen Wasserstofflinie  $H_{\beta}$  und einer violetten Stickstofflinie an vier Stellen ihrer Ausdehnung festgestellt.

Die Intensitätsverteilung längs der Röhre von Stellen unmittelbar hinter der Kathode bis zum Ende der Röhre *B* sind für die beiden Linien in der nachstehenden Fig. 2 dargestellt. Die Ordinaten geben den Grad der Schwärzung in willkürlicher Einheit wieder, die Abszisse stellt die Länge des Kanalstrahlenbündels dar.

Man sieht, daß auch schon unmittelbar hinter der Kathode die Stickstofflinien vorhanden sind. Der Grund liegt darin, daß gegen Ende der Expositionszeit, welche  $\frac{1}{2}$  Stunde betrug, die Kohle nicht mehr so stark absorbierte wie zu Anfang des Versuches, so daß geringe Mengen Luft bis zum Entladungsraum *E* gelangten. Immerhin ist deutlich zu erkennen, daß

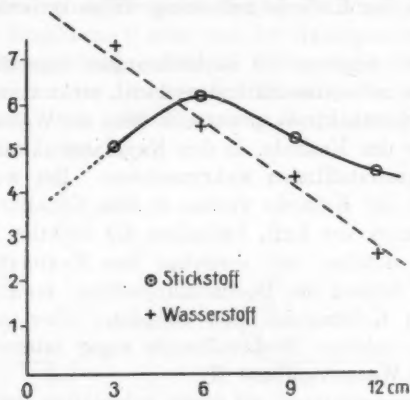


Fig. 2.

die Intensität der Stickstofflinien im Verlaufe der Kanalstrahlen zunimmt, ein Maximum erreicht, und dann langsam wieder abnimmt. Die Linien des Wasserstoffes hingegen zeigen eine mit der Entfernung von der Kathode stetige Abnahme ihrer Intensität.

Es folgt hieraus, daß Kanalstrahlen beim Durchgang durch ein ruhendes Gas dieses zur Emission seines Spektrums veranlassen, und die Annahme erscheint damit bewiesen, daß auch die beim Dopplereffekt auftretenden ruhenden Linien eines Kanalstrahlenspektrums durch den Stoß der bewegten Teilchen zur Emission gebracht werden.

(Eingegangen 23. Mai 1910.)

11. Über  
*die lichtelektrische Ermüdung des Zinks;*  
 von H. Stanley Allen.

---

1. Einfluß des Lichtes.

In diesen Annalen hat Herr Ullmann<sup>1)</sup> neulich Versuche über die lichtelektrische Ermüdung des Zinks veröffentlicht. Er hat auf meine Arbeit über diesen Gegenstand Bezug genommen und behauptet, daß ich die Ermüdung dem direkten Einfluß des Lichtes zuschreibe.

Es ist wahr, daß ich ursprünglich durch die Versuche Buissons<sup>2)</sup> zu dieser Ansicht gelangt war, aber die in meinen Arbeiten veröffentlichten Resultate bestätigen die Ansichten von Hallwachs<sup>3)</sup>, daß das Licht nicht die primäre Ursache der Ermüdung sei. Ich habe nämlich gefunden, daß die Geschwindigkeit, mit der die Ermüdung stattfindet, von der Intensität<sup>4)</sup>, sowie auch von dem Charakter<sup>5)</sup> der Lichtquelle (z. B. Quecksilber- oder Nernstlampe) nicht sehr beeinflußt wird.

Spätere von mir gemachte Versuche haben die Ansicht von Hallwachs bestätigt. Die lichtelektrische Ermüdung des Zinks findet fast ebenso schnell in völliger Dunkelheit statt, als wenn das Metall der Bestrahlung fortdauernd ausgesetzt wird. Also kann das Licht nicht die primäre Ursache der Ermüdung sein, obwohl es eine sekundäre Rolle spielen mag, d. h. die Ermüdung beschleunigen bzw. verzögern. (Vgl. meine Versuche mit amalgamiertem Zink<sup>6)</sup> bzw. poliertem Zink<sup>7)</sup> bei verschiedenen Entfernungen der Quecksilberlampe.)

- 1) E. Ullmann, Ann. d. Phys. 32. p. 1. 1910.
- 2) H. Buisson, Compt. rend. 130. p. 1298. 1900.
- 3) W. Hallwachs, Physik. Zeitschr. 5. p. 489. 1904.
- 4) H. S. Allen, Proc. Roy. Soc. (A) 78. Par. 7, p. 489. 1907.
- 5) H. S. Allen, Proc. Roy. Soc. (A) 82. Par. 5, p. 164. 1909.
- 6) H. S. Allen, Proc. Roy. Soc. (A) 78. Par. 11, p. 492. 1907.
- 7) H. S. Allen, Proc. Roy. Soc. (A) 82. Par. 2, p. 163. 1909.

2. Unabhängigkeit der Ermüdung von der Intensität des elektrischen Feldes.

Die Geschwindigkeit der Ermüdung hängt nicht von der Intensität des angewandten elektrischen Feldes ab. Sie ist gleich, wenn die Zinkplatte geerdet, negativ geladen oder positiv geladen ist; jedoch im letzteren Falle beobachtet man zuweilen einen kleinen Effekt bei Umkehrung der Feldrichtung zwecks einer Ablesung des lichtelektrischen Stromes. Dieser Effekt ist dem von Hrn. Campbell<sup>1)</sup> bei seinen Untersuchungen über die Entladung von heißen Körpern beobachteten Effekt zu vergleichen, nämlich daß die unmittelbar nach der Umkehrung vorgenommene Ablesung etwas größer als die normale ist.

3. Ermüdung im Wasserstoff.

Die Ermüdung im Wasserstoff ist, wie auch Hr. Ullmann<sup>2)</sup> gefunden hat, sehr ähnlich der in Luft.

4. Gefäßeinfluß.

Den von Hrn. Hallwachs<sup>3)</sup> gefundenen Gefäßeinfluß habe ich auch am Zink beobachtet. Innerhalb eines Gefäßes ist die Ermüdung des Zinks verringert. So muß eine nur in sehr geringer Menge in der Luft vorkommende Substanz (Ozon, Hallwachs; Wasserdampf, Ullmann) die primäre Ursache der Ermüdung sein.

Sekundäre Ursachen können möglicherweise bei der Ermüdung auch eine Rolle spielen.

Ich hoffe in nächster Zeit Einzelheiten meiner Versuche in englischer Sprache zu veröffentlichen.

Wheatstone Physical Laboratory, University of London,  
King's College.

1) N. R. Campbell, Phil. Mag. 9. p. 549. 1905.

2) E. Ullmann, Ann. d. Phys. 32. p. 33. 1910.

3) W. Hallwachs, Physik. Zeitschr. 5. p. 489. 1904.

(Eingegangen 26. Mai 1910.)

der  
e ist  
oder  
man  
tung  
ieser  
inter-  
eob-  
elbar  
ößer

nn

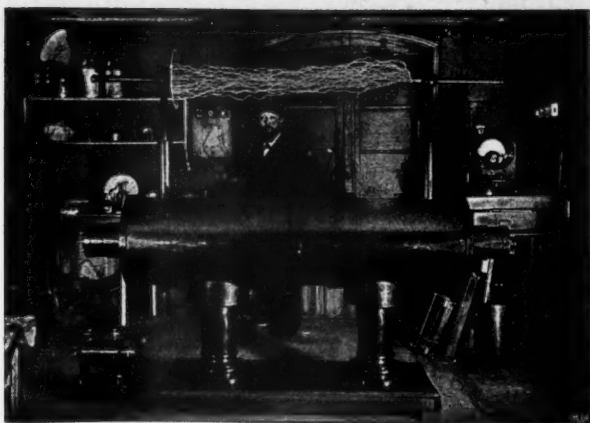
habe  
s ist  
r in  
Ozon,  
ache

Er-

nuchs

dos,





Induktorium 120 cm Funkenlänge, betätigt mit unserm Kollektor-Unterbrecher, Expositions-  
dauer 1 Sekunde. Links unten: Induktorium 10 cm Funkenlänge.

— Unsere Induktorien eignen sich hervorragend zum Laden —  
— großer Kapazitäten, sowohl mit Wechselstrom ohne Unter- —  
— brecher, als mit unterbrochenem Gleichstrom. —

**Fr. Klingelfuss & Co., Basel.**

## === Selenzellen ===

mit bisher unerreichter geringer Trägheit und größter  
Lichtempfindlichkeit sowie Dauerhaftigkeit und Belastungs-  
fähigkeit (bis 110 Volt ohne Vorschaltwiderstand) liefert  
in anerkannt bester Ausführung

**Paul Jenisch, Berlin O., Krautstr. 4/5.**

## F. Hellige & Co., Freiburg im Breisgau.



Gradsichtige Prismen nach Prof. Koenigs-  
berger, zur Projektion von Spektren.  
Sehr lichtstark; große Öffnungen zu  $\frac{1}{8}$   
der Preise von Wernickeschen Prismen.  
Säurefest gekittete Spiegelglasgefäße für  
Absorptions- und Spektralversuche,

Lichtfilter, Nebellerröhren. Alle Formen, alle Größen.  
Galvanometerspiegel, auch besonders dünne von 0.05 mm.  
Ventile für Wasserstrahl-Luftpumpen; neues, sicher wirkendes, billiges Modell.  
Ausführliche Prospekte kostenfrei. Verkauf unserer Erzeugnisse durch  
Handlungen einschlägiger Apparate; Adressennachweis auf Verlangen.



# Arthur Pfeiffer, Wetzlar 0.

Werkstätten für Präzisionsmechanik und Optik, gegr. 1890.

**Größte Spezial-Fabrik für Luftpumpen**  
zu wissenschaftlichen Zwecken.

**Alleinvertrieb und Alleinberechtigung zur Fabrikation**

nach 16jährigen Erfahrungen  
verbesserten  
**Geryk-Öl-Luftpumpen**

Deutsches Reichs-Patent

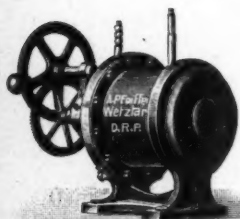
der

sowie der

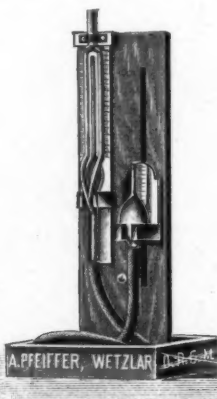
neuen, rotierenden  
**Quecksilberhochvakuumpumpe**  
**System Pfeiffer**

Deutsches Reichs-Patent

in Deutschland!



**Quecksilberhochvakuumpumpe,**  
System Pfeiffer, D.R.P.



**Altes Vakuum-Meter**

nach Reiff; früher D.R.G.M.

Ztschr. f. d. phys. u. chem. Unterricht. 1904. S. 161.



**Neues Vakuum-Meter**

nach Reiff, D.R.G.M.

Meßbereich nach Angabe  
bis zu 0,000001 mm.

**Alle Arten Luftpumpen: Geryk-Öl-Luftpumpen D.R.P.**

**Rotierende Öl-Luftpumpen** mit großer Sangleistung,  
D.R.P. angemeldet,

**Trockene rotierende Luftpumpen,**

**Trockene Schieber-Luftpumpen,**

**Rotierende Quecksilber-Luftpumpen,**

System Pfeiffer, D.R.P.

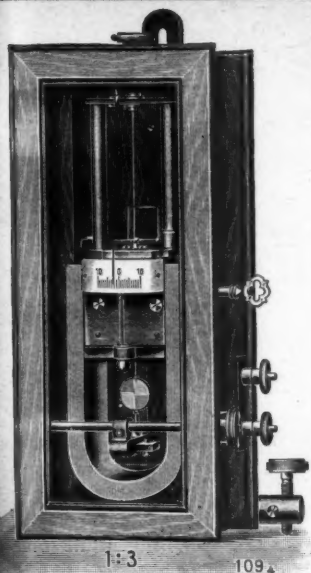
**Quecksilber-Luftpumpen Sprengelscher u. Geißlerscher Art,**

**Quecksilber-Spiral-Luftpumpen usw.**

**Kompressions-Luftpumpen.**

Alle physikalischen Apparate zu Demonstrationen und wissenschaftl. Untersuchungen;  
Neukonstruktionen nach Angabe. Viele gesetzlich geschützte Originalkonstruktionen.

**Prospekte und Listen auf Verlangen.**



# Hartmann & Braun

== A.-G. ==

## Frankfurt a. M.

Elektrische und  
magnetische Meßinstrumente  
und Hilfsapparate.

*Königl. Preussische  
Goldene Staatsmedaille.*

**Neu:**

**Drehspulgalvanometer  
für Zeiger- und Spiegel-  
ablesung**

(Stand- und Wandinstrument).

Empfindlichkeit = ca.  $10^{-9}$  Amp.

1:3

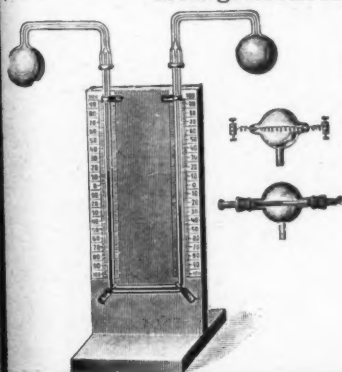
109<sub>4</sub>

# Emil Gundelach, Gehlberg i. Thür. l.

\*\*\*\*\* Gegründet 1852 \*\*\*\*\*

Glasinstrumente für wissenschaftliche Zwecke.

**Spezialität: Vakuumröhren aller Art.  
Röntgenröhren.**



Weltausstellung  
St. Louis 1904:  
Grand Prize.

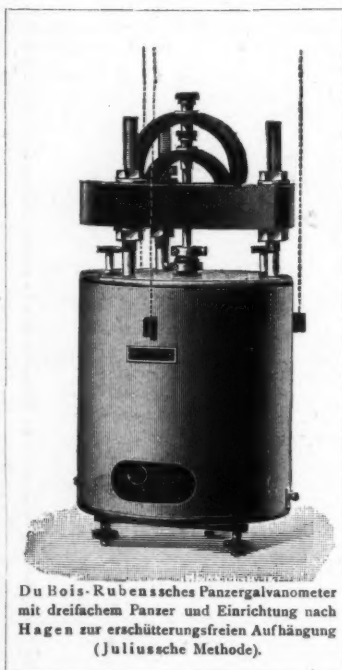


Schutzmarke

# SIEMENS & HALSKE A.-G.

## WERNERWERK

### BERLIN-NONNENDAMM.



**Hochempfindliche Spiegelgalvanometer mit beweglichen Magnetsystemen,** niedrigem oder hohem Eigenwiderstand und magnetischer Schutzpanzerung.

**Hochempfindliche Spiegelgalvanometer mit Drehspulen** mit größter Volt- und Stromempfindlichkeit, auch mit Einrichtung für große Schwingungsdauer und Benutzung des aperiodischen Grenzzustandes für ballistische Messungen. Nebenschlüsse dazu für offene und geschlossene Stromkreise.

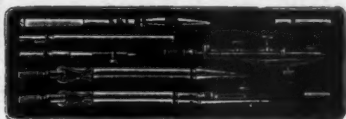
**Apparate für die Bestimmung der Induktionskonstanten und des Energieverlustes an Wechselstromapparaten.**

**Instrumente und Maschinen**

zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen für Meßzwecke.  
Normale für Selbstinduktion und gegenseitige Induktion.

Amperemeter, Voltmeter und Wattmeter für jede Stromart,  
Stromstärke und Spannung.

Apparate für Eisenuntersuchungen.



## Präcisions-Reisszeuge

Astronomische Uhren,  
Compensationspendel.

**Clemens Riefler**

Fabrik mathemat. Instrumente  
Nesselwang u. München.  
Gegründet 1841.

**Grand Prix:** Paris 1900  
St. Louis 1904

Illustrierte Preislisten gratis.

## SOCIETE GENEVOISE

pour la Construction

D'INSTRUMENTS DE PHYSIQUE ET DE MECANIQUE

Genf. 5 Chemin Gourgass.

Kreis- und Längentheilmaschinen, Comparatoren,  
Kathetometer, Mikrometrische Schrauben, Normalmaasse,

### Normalmeter

in verschiedenen Längen, aus Nickelstahl (Invar), Nickel, Bronze,  
in der H-Form, 5 Meter lang in Invar.

*Höchste Garantie der sauberen Ausführung der  
exaktesten Arbeiten.*

Astronomische, optische, elektrische Instrumente.

Vollständige Ausstattung für Universitäten.

Funkentelegraphische Apparate (hohe Frequenz),  
nach Tesla, Oudin etc.

 Kataloge zur Verfügung. 

**Ateliers E. DUCRETET (F. DUCRETET & E. ROGER) Succ<sup>rs</sup>.**  
**PARIS — 75 rue Claude-Bernard 75 — PARIS**

**GRANDS PRIX :** PARIS 1889 — Anvers 1894 — Bruxelles 1897 — PARIS 1900  
St. Louis 1904 — Liège 1905 — Milan 1906, Membre du Jury

**CABINETS DE PHYSIQUE COMPLETS** (Catalogues illustrés)

**TÉLÉGRAPHIE SANS FIL:** Les procédés de T. S. F. DUCRETET avec dispositifs d'accord, sont maintenant utilisés pour les grandes distances aussi bien en France qu'à l'Etranger. (Tarifs spéciaux à la demande.)

**TÉLÉPHONES HAUT-PARLEURS** (Brevets Ducretet)

**MICROPHONE PUISSANT GAILLARD-DUCRETET**

**TÉLÉMICROPHONOGRAPHE DUCRETET**

**Transformateur électrolytique de Faria, redresseur des courants alternatifs.**

## Otto Wolff, Werkstatt für elektrische Messinstrumente

Berlin W., Carlsbad 15.

Spezialität seit 1890

Präzisions-Widerstände a. Manganin

nach der Methode  
der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

(Vergl. Zeitschrift für Instrumentenkunde,  
Juli 1899, Januar 1900, Nov.-Dezember 1895.)

Normalwiderstände von 100000—0,00001 Ohm  
für genaue Widerstandsvergleichen und  
für Strommessungen b. 10000 Amp. Rheostaten,  
Wheatstonesche Brücken, Thomsonsche Doppel-  
brücken für alle Meßbereiche mit Stöpsel- od.  
Kurbelschaltung, in jeder gewünschten Aus-  
führung. — Kompensationsapparate für genaue  
Spannungsmessungen. — Kompensationsapparat  
zugleich Wheatstonesche Brücke. — Normalelemente,  
beglaubigt von der Physik.-Techn. Reichs-  
anstalt. — Sämtliche Widerstände auf Wunsch  
als Präzisionswiderstände beglaubigt. — Ver-  
kaufslager von Manganin-Draht und -Blech  
von der Isabellenhütte in Dillenburg.

Illustrierte Preisliste.



## Keiser & Schmidt, Berlin-Charlottenburg 2, Charlottenburgerufer 53/54.



Neues hochempfindliches Spiegelgalvanometer,  
Präzisionswiderstände, Meßbrücken, Kompen-  
sationsapparate, Präzisions-Ampère- und Volt-  
meter für Laboratorien und Schalttafeln,  
Galvanometer, Funkeninduktoren, Kondensa-  
toren, Rubenssche Thermosäulen, Pyrometer bis  
1600° C., Elemente, Kohlensäurebestimmungs-  
apparate.

## Ehrhardt & Metzger Nachf. (Inhaber: K. Friedrichs.) — Darmstadt. —

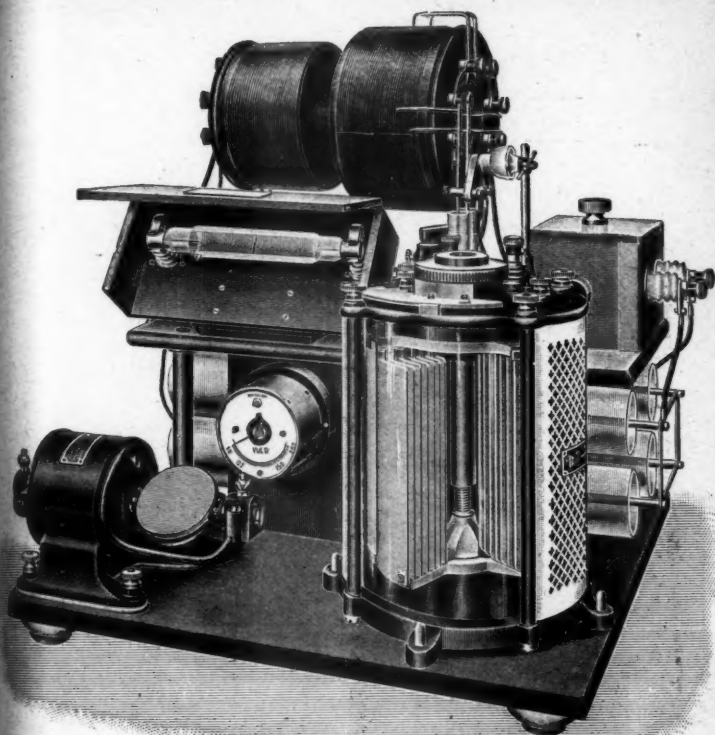
Fabrik und Lager chemischer, elektrochemischer und physikalischer  
Apparate und Gerätschaften.

Komplette Einrichtungen chemischer und physikalischer  
Laboratorien. Mikroskopische Utensilien. Sterilisierungsapparate.  
Brutschränke. Resistenzglas. Weber'sches Glas. Jenaer und  
Böhmische Glaswaren.

Spezialapparate für Elektrochemie und Physik.  
Mechanische Werkstätten. Tischlerei.

Chemikalien erster Firmen zu Originalpreisen.

Vielfache Auszeichnungen. — Export nach allen Weltteilen.



**Glimmlicht-Oscilloskop**

zum Erzeugen und Sichtbarmachen elektrischer Schwingungen

**Resonanztransformatoren D. R. P.**

für jede Periodenzahl und Ladeleistung  
mit veränderlicher Kopplung und inkonstantem Kopplungsfaktor

**Wechselstrommaschinen**

**Hochspannungsgleichstrommaschinen**

**Thermodetektoren**

**Drehkondensatoren**

**Metallspiegel**

**Glimmlichtröhren**



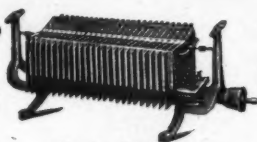
## Gülcher's Thermosäulen mit Gasheizung.

Vorteilhafter Ersatz für galvanische Elemente.

Konstante  
elektromotorische  
Kraft.

Geringer Gasverbrauch.

Hoher Nutzeffekt.



Keine Dämpfe  
kein Geruch.

Keine Polarisation, da-  
her keine Erschöpfung.

Betriebsstörungen  
ausgeschlossen.

Alleinige Fabrikanten:

Julius Pintsch, Aktiengesellschaft, Berlin O., Andreasstr. 71/73.

## Leipziger Glasinstrumentenfabrik Robert Goetze

Telefon 8696 **Leipzig** Härtelstr. 4

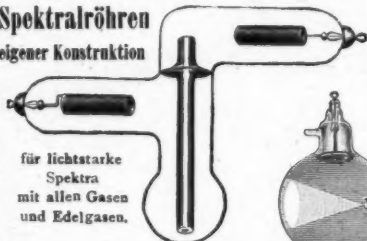
Eigene Filiale in Halle a. S., Bergstr. 6.

Glastechnisch-mechanische Werkstätten  
für physico-chemische Apparate.

### Spezialitäten:

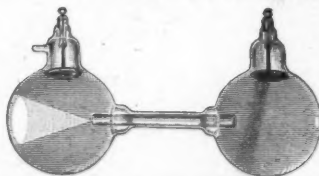
Apparate nach Beckmann u. Ostwald-Luther. Normalthermo-  
meter. Äriometer. Meßgeräte. Elektrische Vakuumröhren.

Spektralröhren  
eigener Konstruktion



für lichtstarke  
Spektra  
mit allen Gasen  
und Edelgasen.

Neue  
Anodenstrahlröhren  
nach Gehrcke-Reichenheim.



Man verlange Liste F2.

## Dr. H. Geissler Nachf. Franz Müller, Bonn

Fabrik und Lager chem. Apparate und Utensilien.

### Spezialitäten:

Elektrische Röhren (Röntgen-, Braunsche-, Tesla-, Spektral-Röhren).

Quecksilberluftpumpen, einfache und automatisch wirkende, nach  
Boltwood, Geissler, Gaede, Jaumann, Kaufmann, Schou, Sprengel,  
Schuller, Töpler-Hagen u. a.

Gas-Untersuchungs-Apparate nach Bunsen, Bunte, Fischer,  
Hempel, Lunge, Orsat, Pettersson u. a.

Normal-Thermometer, Äriometer, Maßanalytische Geräte.

Kataloge auf Verlangen.





Bestes Instrument dieser Art.



## Analysenwagen

sind 10 fach patentamtlich geschützt.  
Die bedeutend verbesserten Konstruktionen entsprechen den Wünschen hervorragender Physiker und Chemiker.

Neu! Justierbare Mittelachsenhalter, Pat. ang.  
„ „ Endachsenhalter, „ „

Einzigste Spezialität der

**Göttinger Präzisionswagen-Fabrik G.m.b.H.**  
**Göttingen 42 (Hannover).**

Kataloge auf Wunsch.

Postsachen an uns, bitten wir mit unserer genauen Adresse und Postfach 42 zu versehen.

## Spindler & Hoyer, Göttingen-A.

Werkstätten

für Präzisions-Mechanik und Optik

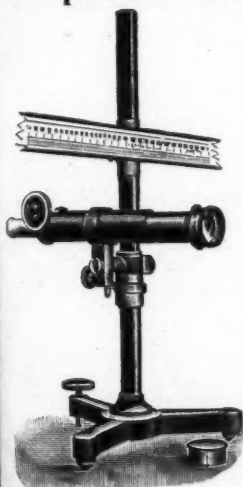
offerieren ihre

mit guter Optik ausgestattete

### Ablese-Fernrohre

mit auf Holz geteilter Skala

von 1 oder  $\frac{1}{3}$  m.



Objekt. Öffn. 23mm ohne Trieb  $\mathcal{M}$  40.—

„ „ 27 „ „ „ „ 85.—

„ „ 32 „ „ „ „ 90.—

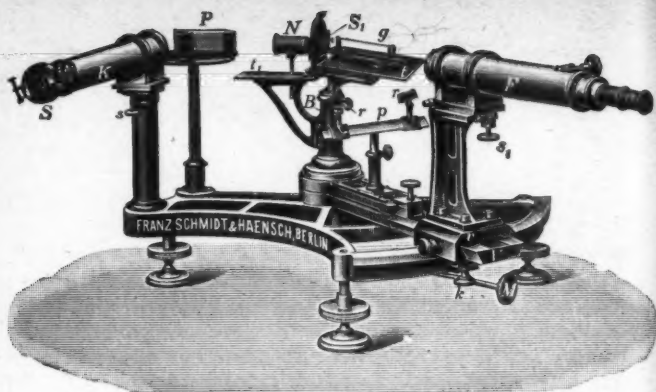
„ „ 40 „ „ „ „ 140.—

Mit Trieb per Stück  $\mathcal{M}$  10.— mehr.

Preisliste über allgemeine

**Physikalische Apparate**

gratis und franko.



Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrke, geliefert an die Physikalisch-techn. Reichsanstalt.

## Neue optische Spezialinstrumente

empfehlen

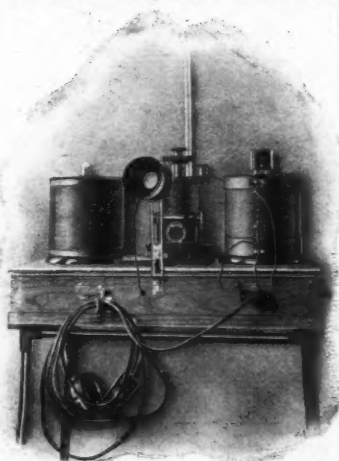
Franz Schmidt & Haensch, Berlin S. 42,  
Prinzessinnenstraße 16.

Preislisten kostenlos.

**Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H.**  
vorm. Kunsch & Jaeger,  
Erdmannshof, Berlin SO. 26.

### Bolometer

evakuiert  
bis 0,001 mm



### Thermo- elemente

evakuiert  
von höchster  
Empfindlichkeit

Demonstrationsstation für drahtlose Telephonie — Sämtliche Apparate  
für drahtlose Telegraphie und Telephonie — Komplette Stationen



## R. Burger & Co., Berlin N. 4. Chausseestrasse 8.

Telephon: Amt III 171.

Telegramm-Adr.:  
Vakuumglas Berlin.

Goldene Medaille  
1904 St. Louis  
Ehren-Diplom  
1906 Mailand

### Spezialfabrik

für physikalische Glasapparate und Instrumente.

Transportbehälter für flüssige Luft.

Preisliste gratis und franko.



## FERDINAND ERNECKE.

Hoflieferant Sr. Majestät des Deutschen Kaisers und Königs.

**Mechanische Präzisionswerkstätten.**

Eigene Maschinenschlifferei, Schlosserei, Lackiererei, Façondreherei usw.

Begründet 1859. mit Elektromotorenbetrieb. Begründet 1859.

Ringbahnstr. 4. **Berlin-Tempelhof** Ringbahnstr. 4.

### Älteste Spezialfabrik

zur Herstellung physikalischer Unterrichts-Apparate.

#### Bau-Abteilung:

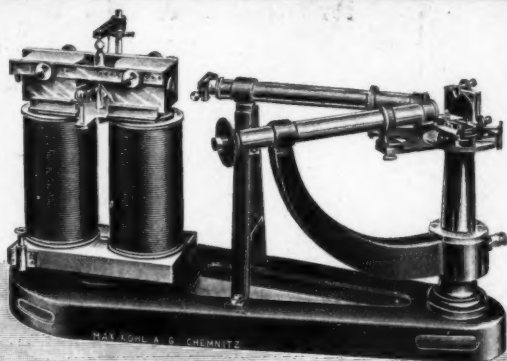
Vollständige Einrichtung physikalischer und chemischer Lehrsäle, Laboratorien, Vorbereitungs- und Sammlungszimmer.

Preisliste Nr. 19 über Einrichtungsgegenstände,  
sowie ausführliche Voranschläge auf Wunsch kostenlos.

Abteilung Schalttafelbau: Entwurf und Ausführung von Stark- und  
Schwachstromschalttafeln für Stromstärke- und Spannungsregulierung.

**Neu!**

**Neu!**

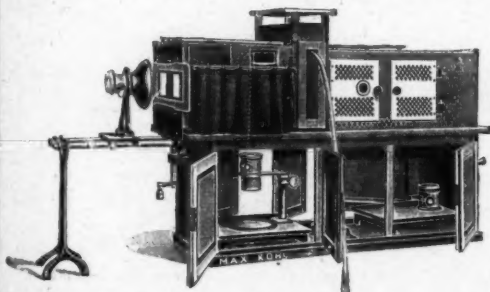


**Apparat zur Darstellung der Zeemanschen Erscheinung  
nach Prof. Ad. Weinhold,**

bestehend aus einem Gitter-Spektral-Apparat und einem großen Elektromagneten, in dessen Kraftfeld sich Quecksilber-Spektralröhren bringen lassen. Mit dem Apparat kann man Beobachtungen sowohl senkrecht, als auch parallel zu den Kraftlinien vornehmen. Die Quecksilberlinie wird im Kraftfeld in zwei voneinander deutlich getrennte Linien zerlegt.

**Vollständige Einrichtungen  
von physikalischen und chemischen Auditorien  
in gediegener, zweckmäßiger Ausführung.**

**Experimentiertische** nach Prof. Dr. Weinhold und Prof. Arendt.  
**Fensterverdunkelungen, Oberlichtverdunkelungen** für Motor- und Handbetrieb, **Abzugsnischen mit Gas- und Wasserleitungseinbau, Wandtafelgestelle, Projektionsrollschirm** mit oder ohne Elektromotorbetrieb.



**Neu! Neu!**

**Kohl's  
Megadiascope  
D.R.G.M.**

Apparat zur Projektion  
im auffallenden u. durch-  
fallenden Licht, zur Mikro-  
projektion, zur Projektion  
mikroskop. Präparate, für  
Polarisation, Spektral-  
Analyse, Interferenz und  
Beugung des Lichts.

**Vollkommenster Apparat der Gegenwart. \* Man verlange Spezial-Prospekt.**

g

tro-  
gen  
cht,  
linie  
legt.

ndt.  
and-  
afel-  
b.  
ven.

kop

ektion  
durch  
Mikro-  
jektion  
ate, für  
ktrol-  
ns und  
chts.  
ekt.